

# Quantitative Untersuchungen zum Einfluss von Düsengeometrie und Gasdichte auf den Primärzerfallsbereich von Dieselsprays

Vom Fachbereich Maschinenbau  
an der technischen Universität Darmstadt  
zur  
Erlangung des Grades eines Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)  
genehmigte

D i s s e r t a t i o n

vorgelegt von

**Dipl.-Phys. Philippe Leick**

aus Bonn

Berichterstatter:	Prof. Dr.-Ing. Cam Tropea, TU Darmstadt
Mitberichterstatter:	Prof. Dr.-Ing. Reinhold Kneer, RWTH Aachen
Tag der Einreichung:	15. April 2008
Tag der mündlichen Prüfung:	2. Juli 2008



**Erklärung**

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Dissertation selbstständig verfasst und nur die angegebenen Hilfsmittel verwendet habe. Ich habe bisher noch keinen Promotionsversuch unternommen.

GERLINGEN, JANUAR 2008

PHILIPPE LEICK

## Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen einer Industriepromotion im Zentralbereich „Forschung und Vorausbildung“ der Robert Bosch GmbH am Standort Gerlingen-Schillerhöhe. Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. Cam Tropea für die wohlwollende und geduldige Betreuung der Dissertation und die von ihm angeregten Ideen. Herrn Prof. Dr.-Ing. Reinhold Kneer danke ich für sein Interesse an dieser Arbeit und die freundliche Übernahme des Koreferates.

Die Liste derjenigen, die einen Beitrag zum Gelingen dieser Arbeit geleistet haben ist zu lang, (und das Gedächtnis des Autors zu kurz und lückenhaft,) um sie hier vollständig wieder zu geben. Zuerst möchte ich mich bei allen Kollegen des Diesel-Gemischbildungsteams CR/AEE3-Sh für die fantastische Arbeitsatmosphäre und die umfangreiche Unterstützung bedanken. Am größten sind dabei die Verdienste von Herrn Dr.-Ing. Gerd Bittlinger, ohne dessen uneingeschränkte Unterstützung diese Arbeit nicht hätte vollendet werden können und dessen fachliche und strategische Ratschläge sie in die richtige Richtung gelenkt haben. Für seine hervorragende Einführung in das Thema der Dieseleinspritzung und die dazugehörige Messtechnik bedanke ich mich bei Herrn Dr.-Ing. Jochen Walther; des weiteren bei meinen Kollegen Dr.-Ing. Gerhard Sünderhauf, Dr. rer.nat. Volker Drewes, Dipl.-Ing. (FH) Ulrich Kunzi, Dipl.-Ing. (FH) Torsten Kunz, Dipl.-Ing. (FH) Oliver Heinold, Dipl.-Ing. (FH) Michael Lippisch, Dr.-Ing. Alexander Henle und M.Sc. Dieter Hertlein für alles, was ich von ihnen gelernt habe und für deren gelegentliche Unterstützung im Labor.

Einer der wichtigsten Meilensteine dieser Arbeit war die Konstruktion, Fertigung und Inbetriebnahme der Druckkammer für den LCV-Prüfstand. Dies geschah im Rahmen der Diplomarbeit von Herrn Dipl.-Ing. (FH) Daniel Schrader, dem ich hierfür sehr herzlich danke. Neben vielen anderen, meist kleinen aber dafür umso wichtigeren Komponenten wurde die Druckkammer in den Werkstätten des Forschungsmusterbaus gefertigt. Dass dabei alles fristgerecht und fehlerfrei stattgefunden hat ist auf das hohe Engagement ihrer Mitarbeiter zurückzuführen; stellvertretend für alle Anderen bedanke ich mich hierfür bei Herrn Jens Kreth, dem damaligen Leiter der CR/AEE-Werkstatt.

Viele der Ideen, die ihren Weg in diese Arbeit gefunden haben, entstanden während zahlreichen und fruchtbaren Diskussionen mit Kollegen und Freunden. Ebenso wichtig war dabei das Abfangen von verlockenden, aber unpraktikablen Ansätzen... Hierfür möchte ich mich insbesondere bei Dr.-Ing. Christian Seibel, Dr.-Ing. Philipp Schott, Dipl.-Ing. Martin Stahl und Dr.-Ing. Christian Schugger bedanken. Christian Schugger war es auch, der den Begriff „LCV“ geprägt und die erste Version des Prüfstandes aufgebaut und in Betrieb genommen hat und dadurch die Grundlage für alles weitere geschaffen hat.

Bei denjenigen, die ihre Namen in dieser (unvollständigen!) Liste vermissen, möchte ich mich entschuldigen und verweise auf die übliche Beschränkung des Vorwortes auf eine Seite. Ich habe ihren Beitrag weder vergessen noch halte ich ihn für unwesentlich.



## Abstract

### **Quantitative Investigations about the Influence of Nozzle Geometry and Ambient Gas Density on the Primary Break-Up Region of Diesel Sprays**

The injection system of a modern direct injection Diesel engine plays an important role on the mixture preparation, and thus on power, fuel consumption and emissions, which are directly influenced by the atomization of the spray in the engine cylinder. Detailed knowledge of the interaction between the liquid spray and the surrounding gas is necessary in order to understand the atomization process, and is required by modern CFD codes to provide boundary conditions for the simulations and to validate them.

However, quantitative experimental data about the primary break-up region of Diesel sprays is scarce. Due to the high densities, high speeds and small dimensions of these sprays, most standard measurement methods cannot be applied. Laser Correlation Velocimetry (LCV) is a simple and robust but non-standard optical technique that relies on time-of-flight measurements, using two very small detection volumes in order to achieve spatial and temporal resolutions appropriate for the study of Diesel sprays. It has previously been demonstrated that LCV measurements are still possible at very high optical densities, and velocities have been measured in Diesel sprays as close as 0.1 mm from the outlet of the nozzle, but mostly under atmospheric conditions.

At the start of this work, an LCV system was set up based on an existing design. Two different aspects of the technique have been significantly improved. In a first step, the optical layout and the data processing algorithms were analyzed in detail, which led to some extensions of the original technique and to a deeper understanding of the associated measurement errors. The second step was the application of LCV inside a pressure vessel in order to study the development of sprays injected into an environment of similar density than near top dead center in a Diesel engine. As high aperture optics located close to the measurement positions are required in order to create small detection volumes, setting up an appropriate pressure chamber is not straightforward. For the investigations presented in this thesis, a very compact pressure vessel meeting the special needs of the LCV technique was built. The optical system had to be modified in order to meet the demands of LCV measurements inside this pressure vessel.

Time-resolved velocity measurements were performed in the primary break-up region of Diesel sprays and supplemented by corresponding shadow images. Based on variations of the nozzle geometry, the position of the detection volumes and the density of the surrounding atmosphere, a descriptive spray model was developed in order to facilitate the interpretation of the measured velocity profiles. The influence of the ambient gas density was found to be very significant in the outer regions of the spray, where the concentration of liquid fuel is rather low, but negligible in the vicinity of the dense core.

## Kurzfassung

### Quantitative Untersuchungen zum Einfluss von Düsengeometrie und Gasdichte auf den Primärzerfallsbereich von Dieselsprays

Das Einspritzsystem eines modernen, direkt einspritzenden Dieselmotors hat einen starken Einfluss auf die Gemischaufbereitung im Brennraum und daher auch auf die Leistungsentfaltung, den Kraftstoffverbrauch und die Emissionen des Fahrzeugs. Es besteht ein direkter Zusammenhang zwischen diesen Größen und der Ausbreitung und Zerstäubung des Kraftstoffsprays. Um diesen Prozess zu verstehen und zu modellieren, und um Validierungsdaten und Randbedingungen für dreidimensionale numerische Simulationen zu erhalten, sind detaillierte, experimentelle Daten über das Dieselspray zwingend erforderlich.

Quantitative Messungen im düsennahen Primärzerfallsgebiet eines Dieselsprays sind jedoch schwierig und die experimentelle Datenbasis ist entsprechend dürftig. Aufgrund der kleinen Abmessungen und der hohen Geschwindigkeiten, vor allem aber aufgrund der hohen Dichte dieser Sprays können die meisten bekannten Messtechniken nicht oder nur eingeschränkt verwendet werden. „*Laser Correlation Velocimetry*“ (LCV) ist eine einfache und robuste, aber bisher wenig erforschte Methode, die auf einer Messung von Flugzeiten zwischen zwei sehr kleinen, annähernd punktförmigen Lichtschranken beruht und dadurch die hohen zeitlichen und räumlichen Auflösungen erreicht, die für Untersuchungen von Dieselsprays wünschenswert sind. In der Literatur wird davon berichtet, dass mittels LCV Geschwindigkeitsmessungen in einem dichten Dieselspray schon ab 0.1 mm nach Spritzlochaustritt möglich sind. Diese Messungen fanden jedoch unter atmosphärischen Bedingungen statt.

Zu Beginn dieser Arbeit wurde ein LCV-System – basierend auf einem erprobten Konzept – aufgebaut. Dieses System wurde an zwei Stellen entscheidend verbessert: In einem ersten Schritt wurden der optische Aufbau und die bei der Datenverarbeitung zum Einsatz kommenden Algorithmen detailliert analysiert, woraus sich einige Verbesserungen und Erweiterungen ergeben haben und die Ungenauigkeiten bei den Messungen besser verstanden wurden. Der zweite Schritt war die Anwendung des LCVs innerhalb einer Druckkammer, um das Dieselspray auch unter Bedingungen studieren zu können, die denen im Motor zum Zeitpunkt der Einspritzung ähneln. Da zur Erzeugung kleiner Messvolumen optische Bauteile sehr nah am Spray positioniert werden müssen, ist der Aufbau einer geeigneten Druckkammer nicht trivial. Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen wurde eine sehr kompakte, an die speziellen Bedürfnisse der LCV-Technik angepasste Druckkammer aufgebaut und das optische System daran adaptiert. Im Primärzerfallsgebiet von Dieselsprays wurden zeitlich und räumlich aufgelöste Geschwindigkeitsmessungen durchgeführt und durch detaillierte Schattenaufnahmen ergänzt. Basierend

auf Variationen von Düsengeometrie, Position der Messpunkte und Dichte der umgebenden Atmosphäre wird ein deskriptives Spraymodell vorgestellt, mit dem die gemessenen Geschwindigkeitsprofile auf einfache Weise interpretiert werden können. Der Einfluss der Gasdichte ist in den Randbereichen des düsennahen Sprays, wo die Tropfenkonzentration gering ist, sehr stark ausgeprägt: höhere Gasdichten führen zu einer schnelleren Abnahme der Tropfengeschwindigkeit. In der Nähe der Sprayachse bzw. des dichten Spraykerns, wo der Flüssigkeitsanteil hoch ist, ist ihr Einfluss dagegen nur gering: unabhängig von der Gasdichte liegen die gemessenen Werte nur sehr knapp unter der Bernoulli-Geschwindigkeit.

## Inhaltsverzeichnis

<b>Vorwort</b>	<b>ii</b>
<b>Abstract</b>	<b>iii</b>
<b>Nomenklatur</b>	<b>viii</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1 Zielsetzung und Aufbau der Arbeit . . . . .	3
<b>2 Grundlagen der Fluidzerstäubung</b>	<b>5</b>
2.1 Klassifikation der Strahlzerfallsbereiche . . . . .	5
2.2 Strahlzerfallsmechanismen im „Atomization Regime“ . . . . .	7
2.3 Einfluss der Innenströmung auf den Strahlzerfall . . . . .	9
2.3.1 Turbulenz . . . . .	9
2.3.2 Relaxation des Geschwindigkeitsprofils . . . . .	9
2.3.3 Kavitation . . . . .	10
2.4 Wechselwirkung zwischen Gas- und Flüssigphase . . . . .	16
2.4.1 Tropfenerzeugung an der Oberfläche eines Flüssigkeitsstrahls . . . . .	16
2.4.2 Abbremsung und Aufbruch von Tröpfchen . . . . .	16
2.4.3 Entwicklung der makroskopischen Strahleigenschaften . . . . .	17
2.4.4 Zusammenfassung: Einfluss der Gasdichte . . . . .	19
2.5 Freistrahtheorie . . . . .	20
<b>3 Messtechnik zur Untersuchung von Dieselsprays</b>	<b>23</b>
3.1 Optische Dichte . . . . .	24
3.2 Photographische Methoden . . . . .	25
3.2.1 Streulichtaufnahmen . . . . .	25
3.2.2 Schattenaufnahmen . . . . .	26
3.2.3 Particle Image Velocimetry . . . . .	29
3.2.4 Ballistic Imaging . . . . .	32
3.3 Line-of-Sight Methoden . . . . .	33
3.3.1 Zwei-Farben-Extinktion . . . . .	33
3.3.2 Röntgenaufnahmen von Sprays . . . . .	34
3.4 Laser-Doppler-Anemometrie . . . . .	35
3.4.1 Phasen-Doppler-Anemometrie . . . . .	37

3.4.2	Anwendung von LDA und PDA in dichten Sprays . . . . .	38
3.5	Sensorbasierte Messverfahren . . . . .	41
3.5.1	Strahlkraft . . . . .	41
3.5.2	Leitfähigkeit des Sprays . . . . .	42
3.6	Bilanz: Einsetzbarkeit optischer Messtechniken am Dieselspray . . . . .	43
<b>4</b>	<b>Laser Correlation Velocimeter: Messprinzip und Untersuchungen unter atmosphärischen Bedingungen</b>	<b>47</b>
4.1	Grundlagen der Messung von Flugzeiten . . . . .	47
4.2	Experimenteller Aufbau . . . . .	51
4.2.1	Prüfstands Aufbau . . . . .	51
4.2.2	Einstellung der Optik . . . . .	54
4.2.3	Abbildung eines punktförmigen Partikels . . . . .	55
4.2.4	Berechnung der Tiefenschärfe . . . . .	56
4.2.5	Datenaufnahme und Frequenzfilterung . . . . .	58
4.2.6	Schattenaufnahmen . . . . .	59
4.3	Streuung des Laserlichts an Spray-Strukturen . . . . .	62
4.4	Auswertung der aufgezeichneten Signale . . . . .	65
4.4.1	Ermittlung von $\Delta t$ mittels Kreuzkorrelation . . . . .	65
4.4.2	Abschätzung der Genauigkeit . . . . .	71
4.4.3	Geschwindigkeitsprofile . . . . .	83
4.4.4	Mittelwertbildung und Zusammenhang mit Turbulenz . . . . .	84
4.5	Experimentelle Ergebnisse . . . . .	97
4.5.1	Geschwindigkeitsmessungen bei Einloch-Voraus- bzw. Dreilochdüsen . . . . .	97
4.5.2	Spritzlöcher verschiedener Konizität . . . . .	114
4.6	Fazit & Ausblick: LCV unter atmosphärischen Bedingungen . . . . .	121
<b>5</b>	<b>Laser Correlation Velocimetry in dichter Atmosphäre</b>	<b>123</b>
5.1	Anpassung des LCV-Grundprinzips . . . . .	123
5.2	Experimenteller Aufbau . . . . .	124
5.2.1	Optisches System . . . . .	124
5.2.2	Druckkammer . . . . .	129
5.2.3	Bestimmung der Eigenschaften der Strahltaillen . . . . .	132
5.3	Streuung des fokussierten Laserlichts an Spray-Strukturen . . . . .	135
5.4	Vergleich: LCV bei verschiedenen Gegendrücken . . . . .	137
5.4.1	Geschwindigkeitsmessungen bei $p_E = 22$ MPa . . . . .	140
5.4.2	Geschwindigkeitsmessungen bei $p_E = 80$ MPa . . . . .	147
5.5	Fazit & Ausblick: LCV in dichter Atmosphäre . . . . .	156
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>157</b>
<b>A</b>	<b>Anhang</b>	<b>161</b>
A.1	Common-Rail Magnetventil-Injektoren . . . . .	161
A.2	Eingesetzte Düsen . . . . .	163
A.3	Kraftstoffe . . . . .	164
A.4	Mathematische Grundlagen der Kreuzkorrelation . . . . .	164
A.5	Rechenmethoden in der geometrischen und Gauß'schen Optik . . . . .	165
A.5.1	Transfermatrizen . . . . .	165
A.5.2	Gauß'sche Optik . . . . .	166
	<b>Literatur</b>	<b>169</b>

## Nomenklatur

## Abkürzungen

Abkürzung	Bedeutung
APD	<b>A</b> valanche <b>P</b> hotodiode
CFD	<b>C</b> omputational <b>F</b> luid <b>D</b> ynamics (numerische Strömungssimulation)
CR	<b>C</b> ommon <b>R</b> ail
DI	<b>D</b> irect <b>I</b> njection ( <b>D</b> irekteinspritzung)
DV	<b>D</b> etektions <b>v</b> olumen
DNS	<b>D</b> irect <b>N</b> umerical <b>S</b> imulation ( <b>D</b> irekte <b>N</b> umerische <b>S</b> imulation)
DSO	<b>D</b> igitales <b>S</b> peicher <b>o</b> szilloskop
FFT	<b>F</b> ast <b>F</b> ourier <b>T</b> ransformation (schnelle Fourier-Transformation)
HC	(partially burnt) <b>H</b> ydrocarbons (unvollständig verbrannte Kohlenwasserstoffe)
HE	<b>H</b> ydro- <b>E</b> rosiv (Hydro-Erosive Verrundung)
L2F	<b>L</b> aser- <b>2</b> - <b>F</b> ocus
LCV	<b>L</b> aser <b>C</b> orrelation <b>V</b> elocimeter (oder: <b>L</b> aser <b>C</b> orrelation <i><b>V</b>elocimetry</i> )
LDA	<b>L</b> aser <b>D</b> oppler <b>A</b> nemometrie
LDM	<b>L</b> ong <b>D</b> istance <b>M</b> icroscope (Fernfeldmikroskop)
MV	<b>M</b> ess <b>v</b> olumen
NO <sub>x</sub>	Stickoxide (NO, NO <sub>2</sub> , N <sub>2</sub> O,...)
OT	<b>o</b> berer <b>T</b> otpunkt
PD	<b>P</b> hotodiode
PDA	<b>P</b> hasen <b>D</b> oppler <b>A</b> nemometrie (auch: <b>P</b> article <b>D</b> ynamics <b>A</b> nalyzer)
PIV	<b>P</b> article <b>I</b> mage <b>V</b> elocimetry
PM	<b>P</b> articulate <b>M</b> atter (Ruß- bzw. Partikelemissionen)
PTV	<b>P</b> article <b>T</b> racking <b>V</b> elocimetry
SL	<b>S</b> pritzloch
SMD	<b>S</b> auter <b>M</b> ean <b>D</b> iameter
SNR	<b>S</b> ignal-to- <b>N</b> oise <b>R</b> atio (Signal-zu-Rausch-Verhältnis)
SoE	<b>S</b> tart <b>o</b> f <b>E</b> nergisation (Bestromungsbeginn)
SoI	<b>S</b> tart <b>o</b> f <b>I</b> njection (Beginn der Einspritzung)
TKE	<b>T</b> urbulente <b>k</b> inetische <b>E</b> nergie

## Formelzeichen

Symbol	[SI-Einheit]	Bedeutung	Abschnitte
<b>Lateinische Symbole</b>			
$A$	[m <sup>2</sup> ]	(Querschnitts-)Fläche, z.B. SL	
$A_{1,MV}$	[-]	Übertragungsverhältnis (Bewegung L <sub>1</sub> , MV)	
$B$	[Hz]	Signalbandbreite	
$C$	[ ]	Maximalwert der Kreuzkorrelation	
$c_d$	[-]	Durchflussbeiwert	
$c_W$	[-]	Widerstandsbeiwert	
$d, \delta$	[mm]	Abstand zwischen optischen Elementen	
$D_F$	[mm]	Durchmesser der optischen Fasern	
$D_{Airy}$	[μm]	Durchmesser des Airy-Scheibchens	
$D_{Blende}$	[μm]	Durchmesser einer Blende	
$D_{ein}$	[μm]	Spritzlochdurchmesser (am Einlauf zum SL)	
$D_{SL} \equiv D_{aus}$	[μm]	Spritzlochdurchmesser (am Austritt)	
$D_{Tr}$	[μm]	Durchmesser eines Tröpfchens/Tracers	
$D_{DV}$	[μm]	Durchmesser der Detektionsvolumen	
$D_{MV}$	[μm]	Durchmesser der Messvolumen	
$f$	[mm]	Brennweite einer Linse	
$f_L, f_H$	[Hz]	Grenzfrequenz (Tief-, Hochpass)	
$F_W$	[N]	aerodynamischer Widerstand	
$h$	[μm, mm]	Abstand zwischen DV und SL-Austritt	
$(h, r)$	[μm]	Position im Spray-Koordinatensystem	
$HE$	[%]	Hydroerosiver Verrundungsgrad	
$k$	[cm <sup>3</sup> /g]	Gladstone-Dale-Koeffizient	5.2.1
$k$	[-]	k-Faktor	4.5.2
$KB$	[μs]	Breite des Maximums der Korrelationsfunktion	
$KF$	[μs]	Länge von Zeitfenstern	
$L_C$	[mm]	Länge des intakten Spraykerns	
$L_S$	[mm]	Abstand zwischen SL und Strahlspitze	
$L_{Tr}$	[mm]	Abstand der ersten Tröpfchen zum SL	
$M$	[-]	Abbildungsmaßstab	
$\dot{m}$	[kg/s]	Massenstrom	
$N$	[m <sup>-3</sup> ]	Konzentration von Streuzentren bzw. Tropfen	3.3
$n, m$	[-]	Brechungsindex (absolut bzw. relativ)	
$N, M, E$	[-]	Rauschintensitäten	4.4
$NA$	[-]	Numerische Apertur	
$p_D, p_{kr}$	[kPa]	Dampfdruck bzw. kritischer Druck	
$p_E$	[MPa]	Einspritz- bzw. Raildruck	
$p_G$	[MPa]	Kammer- bzw. Gegendruck	
$q$	[-]	„Qualitätsfaktor“ der Korrelationsfunktion	
$Q$	[mm <sup>3</sup> ]	Eingespritzte Menge (Volumen)	
$\dot{Q}$	[mm <sup>3</sup> /s]	Volumenstrom	
$Q_{hyd}$	[cm <sup>3</sup> /30 s]	hydraulischer Durchfluss ( $\Delta p = 10 - 0.1$ MPa)	
$r, \Delta r$	[μm]	Abstand zwischen DV und Spray-Achse	
$R_L$	[mm]	Radius einer Linse	
$R_{xy}$	[ ]	nicht normierte Kreuzkorrelationsfunktion	

Symbol	[SI-Einheit]	Bedeutung	Abschnitte
$S$	[-]	Signalintensität	
$s, \Delta s$	[m]	Weglänge	
$T$	[K]	Temperatur	
$t$	[ms, $\mu$ s]	Zeit (insbesondere: Zeitpunkt nach SoE)	
$t_E$	[ $\mu$ s]	Bestromungsdauer des Magnetventils	
$T_S$	[K]	Siedetemperatur	
$v, v_{Tr}$	[m/s]	Geschwindigkeit (eines Tropfens, Tracers)	
$v'$	[m/s]	turbulente Schwankungen von $v$	
$\bar{v}$	[m/s]	Zeitlicher Mittelwert von $v$	
$\tilde{v}$	[m/s]	über den SL-Querschnitt gemittelte $v$	
$v_{Ber}$	[m/s]	Bernoulli-Geschwindigkeit	
$w$	[mm, $\mu$ m]	Strahltaile (eines Laserstrahls)	
$(x, y, z)$	[m]	Kartesische Koordinaten	
$Z_R$	[mm]	Rayleigh-Länge	
<b>Griechische Symbole</b>			
$\Delta p$	[MPa]	Druckdifferenz	
$\Delta t$	[ $\mu$ s]	zeitliche Verschiebung zwischen 2 Signalen	
$\Delta x$	[ $\mu$ m]	Abstand der Mess- bzw. Detektionsvolumen	
$\Delta x_F$	[mm]	Abstand der optischen Fasern zueinander	
$\eta_F$	[kg/ms]	Dynamische Viskosität einer Flüssigkeit	
$\eta_G$	[kg/ms]	Dynamische Viskosität eines Gases	
$\lambda$	[nm]	Wellenlänge (von Licht)	
$\nu$	[Hz]	Frequenz (von Licht)	
$\Psi$	[°]	Höhenwinkel des Spritzlochs	
$\Psi_S$	[°]	Höhenwinkel des Sprays	
$\rho_F$	[kg m <sup>-3</sup> ]	Dichte einer Flüssigkeit	
$\rho_G$	[kg m <sup>-3</sup> ]	Gasdichte	
$\rho_{xy}$	[-]	normierte Kreuzkorrelationsfunktion	
$\sigma$	[m <sup>2</sup> ]	Wirkungsquerschnitt	3.1, 3.3
$\sigma$	[V]	Standardabweichung der Photodiodensignale	4 ff.
$\sigma, \sigma_v$	[m/s]	Standardabweichung (der Geschwindigkeit)	4.2, 5
$\sigma_F$	[kg s <sup>-2</sup> ]	Oberflächenspannung	
$\tau$	[-]	optische Dichte	3.1, 3.3
$\tau$	[ $\mu$ s]	Verschiebung (Argument von $R_{xy}$ )	4
$\theta$	[°]	Makroskop. Spray-Kegelwinkel (auch: $\theta_S, \theta_a, \theta_\sigma$ )	
$\varphi_S$	[°]	Mikrokegelwinkel des Sprays	
<b>Dimensionslose Kennzahlen</b>			
$K$		Kavitationszahl	
$Oh$		Ohnesorge-Zahl	
$Re$		Reynoldszahl	
$Tu$		Turbulenzgrad	
$We_F$		Flüssigkeits-Weberzahl	
$We_G$		Gas-Weberzahl	
$Z^{**}$		verallgemeinerte Ohnesorge-Zahl	



## 1

**Einleitung**

*«Wer sich Steine zurechtlegen kann, über die er stolpert, hat Erfolg in den Naturwissenschaften.»*

Erwin Chargaff (1905-2002)  
österreichisch-amerikanischer Biochemiker

Die Debatten zu den Emissionen von Dieselfahrzeugen haben sich in den letzten Jahren auf die Ruß- bzw. Partikelemissionen (PM) konzentriert. Folgerichtig wurden bei der kommenden EURO-5-Stufe der EU-Abgasgesetzgebung, die am 1. September 2009 in Kraft treten wird, die Grenzwerte für Rußemissionen um 80% reduziert, während die Grenzwerte für Stickoxide ( $\text{NO}_x$ ) nur wenig und die für unvollständig verbrannte Kohlenwasserstoffe (HC) und Kohlenmonoxid (CO) gegenüber der seit 2005 geltenden Euro-IV-Norm überhaupt nicht gesenkt wurden. Angesichts der Selbstverpflichtung der europäischen Automobilindustrie, bis zum Jahr 2008 [78] die durchschnittlichen Kohlendioxid- ( $\text{CO}_2$ -) Emissionen neuzugelassener PkW auf weniger als 140 g/km zu reduzieren, aber vor allem aufgrund der zahlreicher und deutlicher werdenden Beweise dafür, dass die anthropogenen  $\text{CO}_2$ -Emissionen den natürlichen Treibhauseffekt verstärken und das Weltklima massiv verändern, ist zu erwarten, dass der Kraftstoffverbrauch bald in den Mittelpunkt der Diskussionen rücken wird.

Schadstoffbildung und Verbrauch werden beim direkteinspritzenden Dieselmotor maßgeblich durch die Gemischbildung im Brennraum [108] und daher durch die Funktionsweise des Einspritzsystems beeinflusst. Das Jahr 2007 markiert den 10. Geburtstag des Common-Rail-Systems (CR), dessen „begrüßenswerte Eigenschaften [...] deutliche Emissionssenkungen bei gesteigerter Leistung und verringertem Verbrauch“ [64] sind. Im Vergleich zu den drastischen Verbesserungen bei den Schadstoffemissionen, die in den letzten Jahrzehnten tatsächlich erzielt wurden, sind die Verbesserungen des Kraftstoffverbrauchs aber nur sehr moderat ausgefallen und wurden teilweise durch die gleichzeitig erfolgte Zunahme des mittleren Fahrzeuggewichts [79] und durch ebenjene Minderungen der Schadstoffemissionen [119] kompensiert. Die schnelle Industrialisierung und die massive Zunahme des Fahrzeugbestands in Schwellenländern wie China und Indien [76] verdeutlicht die enorme Dimension der Herausforderungen bei der angestrebten Begrenzung der Emissionen von Schadstoffen,  $\text{CO}_2$  und anderen Treibhausgasen. Trotz der bereits erzielten beachtlichen Fortschritte und der Einführung von Partikelfiltern (in naher Zukunft vermutlich auch DeNO<sub>x</sub>-Katalysatoren) werden die innermotorischen Emissionen von Dieselmotoren daher weiter reduziert werden müssen.

Neben den motorischen Randbedingungen wie Form und Größe des Brennraums, Luftbewegung Aufladung und Abgasrückführung spielt das Einspritzsystem eine wichtige Rolle bei der Konditionierung der Verbrennung. Um ein umfassendes Verständnis des komplexen Wechselspiels zwischen Einspritz- und Verbrennungseigenschaften aufzubauen, ist es hilfreich, die zugehörigen Prozesse als Kette von rückkopplungsfreien Phänomenen zu betrachten, an deren Anfang die Düseninnenströmung steht und die mit der Wärmefreisetzung und der damit verbundenen Schadstoffbildung im Brennraum endet. Am Übergang zwischen dem Düsenaustritt und dem Brennraum verändert sich die strömungsführende Geometrie schlagartig, wodurch der austretende Kraftstoffstrahl instabil wird und sich Störungen an dessen Oberfläche bilden, die dem Widerstand der umgebenden Atmosphäre als Angriffspunkte dienen. Aufgrund seiner hohen Geschwindigkeit breitet sich der Strahl schnell aus und zerfällt dabei in feinste, rasch verdampfende Tröpfchen. Die beiden Phasen des Strahlzerfalls werden dabei als *Primär-* und *Sekundärzerfall* bezeichnet.

Nach ihrem Übergang in die Dampfphase zerbrechen langkettige Kohlenwasserstoff-Moleküle aufgrund der hohen Temperaturen und Drücke [3] und reagieren schon vor Beginn der Hauptwärmefreisetzung mit dem anwesenden Sauerstoff. Zum Zeitpunkt der Zündung ist die Einspritzung in der Regel noch nicht beendet, so dass zwischen Phasen von überwiegend diffuser und vorgemischter Verbrennung unterschieden werden muss. Das Kraftstoff-Luft-Gemisch im Brennraum ist dabei zu keinem Zeitpunkt der Einspritzung homogen verteilt: in lokal fetten Zonen fehlt Sauerstoff für eine vollständige Verbrennung, wodurch die Entstehung von Rußpartikeln begünstigt wird, während in gut homogenisierten, sauerstoffreichen (mageren) Gebieten die Verbrennung schnell und vollständig ist. Der rasche Druckanstieg führt zu einem lauten Verbrennungsgeräusch („Nageln“) und die hohen Spitzentemperaturen begünstigen die  $\text{NO}_x$ -Bildung [156].

Während in älteren Hochdruck-Einspritzanlagen die Kompression des Kraftstoffs an die Motordrehzahl gekoppelt ist, steht bei CR-Systemen jederzeit ein ausreichend großes Kraftstoffreservoir unter hohem Druck für eine Einspritzung bereit. Dadurch kann die Einspritzstrategie gezielt an die jeweiligen Betriebsbedingungen des Motors angepasst werden. Um das volle Potenzial dieses zusätzlichen Freiheitsgrades zu nutzen, aber auch um das Einspritzsystem an den jeweiligen Motor anzupassen, ist ein möglichst vollständiges Verständnis aller beschriebenen Phänomene erforderlich.

Neben den traditionellen, vor allem auf Erfahrung und aufwendigen Versuchsreihen basierenden Methoden hat auch die dreidimensionale numerische Strömungssimulation (3D-CFD) sich bei der Auslegung von innermotorischen Prozessen oder Komponenten zu einem unverzichtbaren Werkzeug entwickelt. Im Prinzip reichen die bekannten Grundgleichungen (Navier-Stokes-Gleichung, Energieerhaltung) und die Randbedingungen aus, um ein beliebiges Problem vollständig zu beschreiben und durch direkte numerische Simulation (DNS) zu lösen. Aufgrund der dafür erforderlichen Rechen- und Speicherkapazität ist dieser Ansatz jedoch nicht praktikabel und die direkte numerische Simulation kann nur in wenigen elementaren Fällen erfolgreich angewendet werden. Stattdessen muss das Gesamtsystem in einfachere Teilsysteme zerlegt und einzelne Phänomene vernachlässigt oder mit Hilfe von Modellen soweit vereinfacht werden, dass CFD-Rechnungen mit vertretbarem Aufwand möglich werden. Um aber zu prüfen, ob ein gegebenes Modell einer physikalischen Situation gerecht wird, sind möglichst detaillierte experimentelle Ergebnisse unbedingt erforderlich.

Ein Beispiel für diese Situation ist die numerische Simulation eines Dieselsprays: Der Kraftstoff wird innerhalb der Düse meistens als kontinuierliches Fluid (Eulersches Bild) aufgefasst, außerhalb der Düse aber als Kollektiv kleiner unabhängiger Tröpfchen (Lagrangesches Bild). Letztere

Betrachtungsweise setzt einen abgeschlossenen Primärzerfall in kleine Tröpfchen mit vorgegebener Größen- und Geschwindigkeitsverteilung voraus. Für den Primärzerfall selbst existieren verschiedene Modelle [127, 13], die aber nicht *alle* wünschenswerten Forderungen (u.a. Berücksichtigung von Turbulenz, Kavitation) erfüllen. Von besonderer Bedeutung ist natürlich die Kopplung des Spraymodells an die Düseninnenströmung, weil Düsengeometrie und Einspritzstrategie Parameter sind, durch deren Auslegung die Verbrennung optimiert werden kann.

Die Unsicherheiten in der Modellierung des Primärzerfalls sind ein Spiegelbild der dürftigen experimentellen Datenbasis. Aufgrund der hohen (optischen) Dichte, der sehr kurzen Längen- und Zeitskalen und der hohen Geschwindigkeiten ist es sehr schwierig, zuverlässige quantitative Informationen über die innere Struktur des düsennahen Dieselsprays zu gewinnen [33]. Zwar sind Dieselsprays mittels Hochgeschwindigkeitsphotographie sehr intensiv untersucht worden, wodurch das Verhalten der äußeren Hülle der Sprays recht genau bekannt ist. Viele weiterführende Messtechniken können dagegen erst in Entfernungen vom Spritzloch angewendet werden, die größer sind als typische Abstände zum Kolbenmuldenrand – also an Stellen, in denen das Dieselspray im Motor gar nicht mehr existieren kann! Zu den wenigen Ausnahmen zählen Röntgen-Untersuchungen der Sprays sowie eine Technik, die als Laser Correlation Velocimetry (LCV) bekannt geworden ist. Die angestrebte räumliche und zeitliche Auflösung kann mit kompakten Röntgenquellen aber nicht erreicht werden – hierfür sind letztendlich die extrem brillianten Strahlen eines Synchrotrons erforderlich. Die Situation beim LCV ist das genaue Gegenteil, da der Versuchsaufbau mit relativ einfachen Mitteln realisiert werden kann. LCV kann als Variante der Laser-2-Fokus-Technik (L2F) angesehen werden, die von SCHODL ET AL. zur Messung von Strömungsgeschwindigkeiten in Gasturbinen entwickelt wurde [126]. CHAVES ET AL. haben das Messprinzip so modifiziert [30], dass damit auch Geschwindigkeiten innerhalb des Primärzerfallsbereichs eines Dieselsprays räumlich und zeitlich aufgelöst bestimmt werden können. In Verbindung mit ergänzender Hochgeschwindigkeitsphotographie erscheint das Laser Correlation Velocimeter daher als ideales Werkzeug, um das düsennahe Verhalten von Dieselsprays genau zu charakterisieren und dabei einige der zahlreichen noch vorhandenen Wissenslücken zu schließen.

## 1.1 Zielsetzung und Aufbau der Arbeit

Leitfaden der vorliegenden Arbeit waren einerseits der Aufbau und die Weiterentwicklung eines LCV-Prüfstandes, andererseits die Anwendung dieser Technik unter verschiedenen Randbedingungen, um aus diesen Ergebnissen die bestehenden Modelle über die Vorgänge im Primärzerfallsbereich eines Dieselsprays zu ergänzen. Dabei standen möglichst realistische – motornahe – Bedingungen im Mittelpunkt des Interesses.

Die Arbeit beginnt mit einer kurzen Übersicht der physikalischen Mechanismen, die das Verhalten von Dieselsprays bestimmen, ihrer daraus resultierenden Eigenschaften (Kapitel 2) und der verfügbaren Messtechniken zum Charakterisieren solcher Sprays (Kapitel 3). Dabei sollen die experimentellen Techniken nicht isoliert, sondern immer in Verbindung mit den damit erzielten Erkenntnissen behandelt werden.

Einer der beiden Schwerpunkte der Arbeit ist die detaillierte Beschreibung des LCV-Prüfstandes im 4. Kapitel. Da die Messtechnik nur sehr wenig verbreitet ist, sind viele Fragen zu ihrer Genauigkeit oder zu ihren Detaileigenschaften bisher nicht zufriedenstellend beantwortet worden. Diese Wissenslücken sollen geschlossen werden. Auf die Beschreibung und Analyse des experimentellen Aufbaus folgt ein Abschnitt, in dem Messergebnisse ausführlich vorgestellt werden, bei denen der Einsatz unterschiedlicher Düsentypen im Vordergrund stand.

Die im 4. Kapitel vorgestellten experimentellen Ergebnisse wurden alle unter atmosphärischen Bedingungen erzielt. Der verwendete Prüfstandsaufbau ist für Experimente unter motornahen Randbedingungen, die notwendigerweise innerhalb einer Druckkammer stattfinden müssen, nicht gut geeignet. In Kapitel 5 werden die notwendigen Anpassungen des optischen Systems behandelt und der Aufbau einer speziell auf den Prüfstand zugeschnittenen Druckkammer vorgestellt. Diesen ersten Abschnitten schließt sich eine Betrachtung der Folgen der notwendigen Änderungen am Prüfstand an. Das Kapitel schließt mit der umfangreichen Diskussion einer Messkampagne, bei der die Untersuchung des Einflusses der umgebenden Gasdichte auf die düsennahe Spraystruktur im Mittelpunkt stand. Daher wird in den einführenden Kapiteln auch detailliert auf die Wechselwirkung zwischen Spray und umgebender Atmosphäre eingegangen.

Obwohl das Messprinzip auf den ersten Blick einfach und robust erscheint, hat sich schnell gezeigt, dass es nicht uneingeschränkt einsetzbar ist und wie die meisten anderen optischen Messtechniken bei zu hoher optischer Dichte keine zuverlässigen Resultate mehr liefert. Der Vorteil des LCVs ist, dass diese Grenze auf deutlich höherem Niveau liegt als bei vielen anderen Methoden. Im 6. und letzten Kapitel soll daher der Versuch unternommen werden, nicht nur eine Zusammenfassung der bisherigen Ergebnisse vorzustellen, sondern eine Bilanz über den Einsatz des Laser Correlation Velocimeters zu ziehen: dabei muss neben den Möglichkeiten auch auf die Grenzen der Technik eingegangen und auf Fragen hingewiesen werden, die nach wie vor offen sind und weitere Forschung rechtfertigen.

## Grundlagen der Fluidzerstäubung

Die Vorgänge, die eine zusammenhängende Flüssigkeit in eine Wolke kleiner Tröpfchen umwandeln, werden unter dem Begriff „Zerstäubung“ zusammengefasst. Hierbei muss der stabilisierende Einfluss der Oberflächenspannung durch innere oder äußere Kräfte überwunden werden [86].

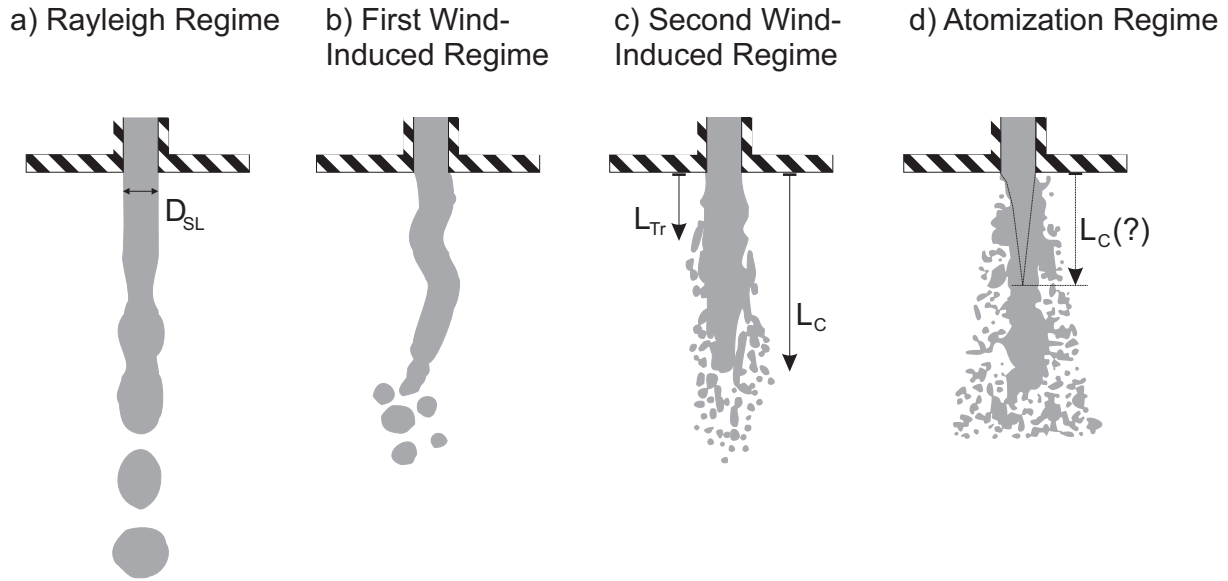
In diesem Kapitel werden zunächst die grundlegenden Mechanismen der Spraybildung vorgestellt und die zur Beschreibung eines Sprays notwendigen Begriffe eingeführt. Auf die Mechanismen, die zur Zerstäubung von Dieselstrahlen beitragen, soll dabei besonders detailliert eingegangen werden.

### 2.1 Klassifikation der Strahlzerfallsbereiche

Der Zerfall eines Flüssigkeitsstrahls unterliegt in Abhängigkeit von der Düsengeometrie, den Stoffdaten der Flüssigkeit und des Mediums, in das sie eingespritzt wird, und der Relativgeschwindigkeit zwischen diesen Medien unterschiedlichen Aufbruchsmechanismen. Diese unterscheiden sich vor allem in der Größenverteilung der entstehenden Tröpfchen und der Entfernung vom Düsenaustritt, bis zu der eine zusammenhängende Flüssigkeitssäule noch existiert.

Im Bereich der Diesel-Einspritzung werden ausschließlich einfache Lochdüsen eingesetzt. Die zum Zerstäuben der Flüssigkeit notwendige Energie wird durch die kinetische Energie der Strömung geliefert, die im Spritzloch aufgrund der hohen Einspritzdrücke aufgebaut wird. Für solche Sprays konnten aus einer Vielzahl empirischer und theoretischer Untersuchungen vier verschiedene Zerfallsbereiche identifiziert werden. Die Klassifikation erfolgt anhand makroskopischer Parameter wie der Länge der intakten Flüssigkeitssäule  $L_C$  und der Größe der entstehenden Tröpfchen (s. Abbildung 2.1), da die Datenbasis vor allem aus photographischen Aufnahmen der Sprays besteht. Die Ergebnisse wurden von REITZ und BRACCO [115] zusammengefasst:

**Rayleigh Regime:** Eine Vorstufe des Rayleigh-Zerfalls ist das Abtropfen, wobei die Flüssigkeit durch die Benetzung solange am Rand der Öffnung gehalten wird, bis die nachfolgende Flüssigkeit den sich bildenden, noch zusammenhängenden Tropfen soweit vergrößert, dass die Oberflächenspannung nicht mehr ausreicht, um die Gewichtskraft des Tropfens zu kompensieren. Mit steigender Strömungsgeschwindigkeit kommt es zu einem regelmäßigen Ausströmen einer intakten, glatten Flüssigkeitssäule. Durch Kapillarkräfte an der Oberfläche der Flüssigkeitssäule entstehen achsensymmetrische Schwingungen (periodische



**Abbildung 2.1:** Übersicht der verschiedenen Zerfallsbereiche

Änderungen des Strahldurchmessers), die schließlich zu einem Zertropfen der Flüssigkeit führen. Die Durchmesser der entstehenden Tropfen sind größer als der Durchmesser  $D_{SL}$  des Spritzlochs; mit steigender Geschwindigkeit der ausströmenden Flüssigkeit erhöht sich der Abstand des Tropfenbildungsortes vom Düsenaustritt.

**First-Wind-Induced Regime:** Bei weiter steigender Strahlaustrittsgeschwindigkeit werden die im Rayleigh-Bereich wirkenden Kräfte durch aerodynamische Kräfte verstärkt, wodurch die Länge der intakten Flüssigkeit kürzer wird. Oberflächenkräfte führen wiederum zum Ablösen von Tropfen, deren Durchmesser in der gleichen Größenordnung liegt wie der Durchmesser des Spritzlochs.

**Second-Wind-Induced Regime:** Im Unterschied zum ersten windinduzierten Zerfallsbereich beginnt bei einer weiteren Steigerung der Austrittsgeschwindigkeit das Ablösen der Tröpfchen vom Strahlkern nicht mehr an der Spitze des Sprays, sondern an seiner (seitlichen) Oberfläche. Die Turbulenz der Strömung führt dort zu Instabilitäten, die deutlich kleiner als der Düsendurchmesser sind. Diese spalten sich wiederum von der Strahloberfläche ab und bilden eine Wolke kleiner Tröpfchen, die den Strahlkern umhüllen. Im zweiten windinduzierten Zerfallsbereich muss zwischen der Reichweite  $L_C$  der zusammenhängenden Flüssigkeit und dem Abstand zum Spritzlochaustritt  $L_{Tr} < L_C$ , bei dem sich die ersten Tropfen bilden, unterschieden werden [115]. Während  $L_C$  mit steigender Strahlgeschwindigkeit zunimmt, nähert sich der Ort, an dem die Zerstäubung beginnt ( $L_{Tr}$ ), immer weiter dem Düsenaustritt.

**Atomization Regime:** Ab einer gewissen Strahlgeschwindigkeit beginnt die Zerstäubung der Flüssigkeit unmittelbar am Düsenaustritt ( $L_{Tr} \sim 0$ ). Die entstehenden Tröpfchen sind deutlich kleiner als der Düsendurchmesser und bilden eine dichte Wolke um den Kern des Sprays, weshalb dieser experimentell nur noch schwer zugänglich ist. Die Vorgänge, die im „Zerstäubungsbereich“ zum Sprayaufbruch beitragen, sind noch nicht vollständig verstanden (s. z.B. [162]). Es ist nach wie vor unklar, ob (bzw. unter welchen Bedingungen) ein

intaktes, zusammenhängendes Flüssigkeitsgebiet im Zentrum des Sprays erhalten bleibt, wobei die experimentelle Datenbasis mehrheitlich dafür spricht, dass man bereits wenige Spritzlochdurchmesser nach Düsenaustritt keinen intakten Kern mehr vorfindet, sondern nur noch einen dichten, zerklüfteten Schaum [136].

Die Dieseleinspritzung findet bei modernen Einspritzsystemen aufgrund der hohen Einspritzdrücke fast ausschließlich im „Atomization regime“ statt.

Die Zusammenhänge zwischen Einspritzparametern, Randbedingungen und dem sich daraufhin einstellenden Zerfallsmechanismus wurden erstmals durch VON OHNESORGE untersucht [154]. Der Strahlzerfall lässt sich mit Hilfe der Reynolds-Zahl

$$Re = \frac{v D_{SL} \rho_F}{\eta_F}, \quad (2.1)$$

die aus dem Verhältnis von Trägheits- zu Reibungskräften gebildet wird, und der Flüssigkeits-Weberzahl

$$We_F = \frac{v^2 D_{SL} \rho_F}{\sigma_F}, \quad (2.2)$$

die das Verhältnis von aerodynamischen und Kohäsionskräften darstellt, beschreiben. Für das Zusammenwirken beider Gesetze bildete VON OHNESORGE durch Elimination der Geschwindigkeit eine nach ihm benannte Kennzahl

$$Oh = \frac{\sqrt{We_F}}{Re} = \frac{\eta_F}{\sqrt{\sigma_F \rho_F D_{SL}}}, \quad (2.3)$$

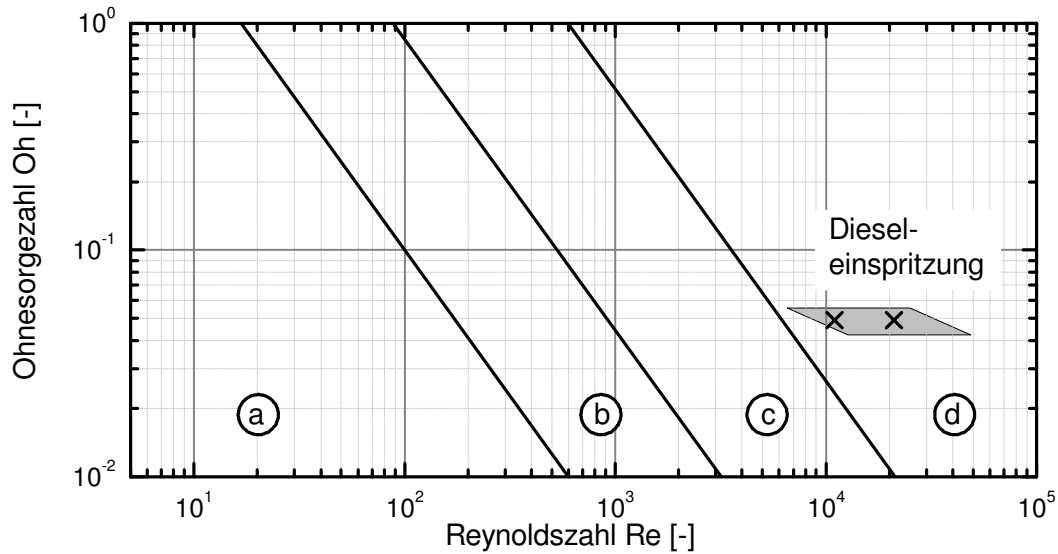
in der sämtliche Stoffdaten (Oberflächenspannung  $\sigma_F$ , dynamische Viskosität  $\eta_F$ , Dichte  $\rho_F$ ) der Flüssigkeit zusammengefasst sind. Sie charakterisiert die relative Bedeutung zwischen Zähigkeits- und Oberflächenkräften.

Im Ohnesorge-Diagramm (Abbildung 2.2) werden  $Oh$  und  $Re$  logarithmisch aufgetragen. Empirisch ermittelte diagonale Linien trennen hierbei die einzelnen Zerfallsbereiche. Allerdings werden im Ohnesorge-Diagramm weder der Einfluss der Düsengeometrie noch der Dichte  $\rho_G$  des umgebenden Gases berücksichtigt. Die Wechselwirkung der austretenden Flüssigkeit mit dem umgebenden Gas hat jedoch einen entscheidenden Einfluss auf den Strahlzerfall; mit zunehmender Gasdichte verschieben sich die Grenzen zwischen den einzelnen Zerfallsbereichen in Richtung kleinerer Reynolds-Zahlen.

## 2.2 Strahlzerfallsmechanismen im „Atomization Regime“

Die Eintragung typischer Betriebsparameter der Diesel-Direkteinspritzung im Ohnesorge-Diagramm 2.2 zeigt, dass die entstehenden Sprays fast ausschließlich dem „Atomization Regime“ zugeordnet werden müssen. Die anderen Zerfallsbereiche spielen nur zu Beginn und am Ende der Einspritzung eine Rolle, da für sehr kurze Momente aufgrund der Drosselung der Strömung im Nadelsitzbereich sehr niedrige Geschwindigkeiten auftreten.

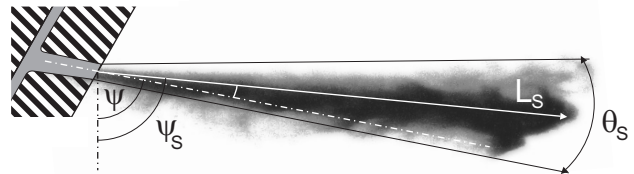
Experimentelle Untersuchungen von Sprays im Zerstäubungsbereich erweisen sich als besonders schwierig, da der Kernbereich des Sprays bereits unmittelbar nach Verlassen des Spritzlochs von



**Abbildung 2.2:** Ohnesorge-Diagramm. Die durchgezogenen Linien kennzeichnen die Übergangsgebiete zwischen den Zerfallsbereichen. Die Dieseleinspritzung findet fast ausschließlich im „Atomization Regime“ (d) statt. Zwei Betriebspunkte, die in dieser Arbeit besonders gründlich untersucht werden, sind mit einem „x“ gekennzeichnet.

einer dichten, optisch fast undurchdringbaren Tropfenwolke umgeben ist, im Spray zudem meist sehr hohe Geschwindigkeiten vorkommen. Oft beschränken sich solche Studien daher auf die Charakterisierung der makroskopisch zugänglichen, die Tropfenwolke beschreibenden Parameter, die in Abbildung 2.3 dargestellt sind.

**Abbildung 2.3:** Makroskopische Strahlparameter:  $L_S$  Eindringtiefe der Strahlspitze,  $\theta_S$  Strahlkegelwinkel,  $\psi_S$  Höhenwinkel des Strahls (der sich vom Höhenwinkel  $\psi$  der Düsenbohrung unterscheiden kann).



Aerodynamische Kräfte zwischen der Oberfläche der eindringenden Flüssigkeit und dem umgebenden Medium tragen im „Atomization Regime“ entscheidend zum Strahlaufbruch bei. Die Intensität dieser Wechselwirkung hängt jedoch stark von der Struktur der Strahloberfläche ab; eine glatte Oberfläche erfährt geringere Reibung als eine stark strukturierte. Vorgänge im Inneren der Düse, etwa durch Turbulenz oder Kavitation verursachte radiale Geschwindigkeitskomponenten, können der Oberfläche des Freistrahls bereits unmittelbar nach Verlassen des Spritzlochs empfindliche Störungen aufprägen. Ligamente und Tröpfchen, die sich an der Strahloberfläche bilden und vom Hauptstrahl abgeschabt werden, sind aber einem erhöhten Luftwiderstand ausgesetzt, was den weiteren Strahlzerfall wiederum fördert. Durch direkte numerische Simulationen haben LEBOSSETIER und ZALESKI gezeigt, dass aerodynamische Kräfte alleine nicht ausreichen, um die beobachteten Eigenschaften von Dieselsprays zu erklären [85]. In Abwesenheit von



turbulenz- oder kavitationsbedingten Fluktuationen im Geschwindigkeitsprofil der Düseninnenströmung verlässt nämlich ein glatter, intakter Strahl das Spritzloch, der *nur* an der Spitze vom dichten umgebenden Gas ( $\rho_G \sim 20 \text{ kg m}^{-3}$ ) deutlich gestört wird. Dies steht im Widerspruch zu den experimentellen Befunden, die zeigen, dass der Strahlzerfall entweder sofort am Spritzlochaustritt oder in geringem Abstand davon beginnt.

Man kann daher zwischen zwei Phasen des Strahlaufbruchs, dem durch interne disruptive Kräfte bedingten *Primärzerfall* und dem durch aerodynamische Wechselwirkung verursachten *Sekundärzerfall* unterscheiden. Vor allem im Düsennahbereich dominiert der Einfluss der Düseninnenströmung auf den Strahlaufbruch, man spricht in diesem Fall daher auch oft vom *Primärzerfallsbereich* des Sprays. In größerer Entfernung zum Düsenaustritt überwiegen dagegen die aerodynamischen Kräfte, weshalb man diese Regionen oft als *Sekundärzerfallsbereich* bezeichnet. Eine klare Trennung zwischen den beiden Bereichen ist jedoch nicht sinnvoll; das Spray ist sofort nach Verlassen des Spritzlochs dem Luftwiderstand ausgesetzt, während sein Erscheinungsbild auch in großer Entfernung zur Düse noch von den Vorgängen im Primärzerfallsbereich abhängt.

## 2.3 Einfluss der Innenströmung auf den Strahlzerfall

Infolge der hohen Einspritzdrücke entstehen bei der Deseleinspritzung im Spritzloch Reynoldszahlen bis zu  $Re \sim 50000$ . Die physikalischen Vorgänge, die in derart hochturbulenten und zur Bildung von Kavitationsgebieten neigenden Strömungen auftreten, sind noch nicht restlos verstanden. Im Folgenden soll dennoch ein Versuch unternommen werden, diese Phänomene und ihren Einfluss auf den Zerfall des Strahls zu identifizieren.

### 2.3.1 Turbulenz

Mit zunehmendem Turbulenzgrad nehmen auch die Beträge der zur Strahloberfläche gerichteten Geschwindigkeitskomponenten zu. Grobballige Turbulenzstrukturen können sich vom Hauptstrahl lösen und Ligamente oder Tröpfchen an dessen Oberfläche bilden, während kleinere Strukturen die Oberfläche des Sprays nur stören. In beiden Fällen wird die Angriffsfläche für die aerodynamischen Kräfte erhöht und damit der Strahlzerfall stark gefördert. In zahlreichen Untersuchungen wurde dokumentiert, dass höhere Turbulenzgrade mit niedrigeren Strahlaufbruchlängen und größeren Strahlkegelwinkeln einhergehen (s. z.B. die Zusammenfassungen von HIROYASU [59]).

Bei verhältnismäßig niedrigen Reynoldszahlen und geringen Turbulenzgraden kann die Turbulenz jedoch auch stabilisierend auf den Strahl wirken. Beobachtungen von HEUKELBACH [58] an Flachstrahlen haben gezeigt, dass die turbulenzbedingte Erhöhung der „effektiven“ Viskosität [150] das Wachstum von Oberflächenwellen unterdrücken kann. Bei ausreichend niedriger Dichte des umgebenden Gases (atmosphärische Bedingungen) führt die sofortige Kräuselung der Strahloberfläche, die mit höheren Turbulenzgraden einhergeht, dabei noch nicht zu einem intensiveren Sekundärzerfall des Strahls.

### 2.3.2 Relaxation des Geschwindigkeitsprofils

Wenn innerhalb der Düse keine Ablösung der Strömung auftritt oder diese sich bereits im Spritzloch wieder an dessen Wände anlehnt, muss die Geschwindigkeit aufgrund der Haftbedingungen

in Wandnähe stark absinken und es sollte sich in grober Näherung das Geschwindigkeitsprofil einer turbulenten Rohrströmung einstellen. Außerhalb des Spritzlochs entfällt jedoch diese Randbedingung fast vollständig, und die Schubspannungen innerhalb der Flüssigkeit führen zu einer Angleichung (Relaxation) der Geschwindigkeiten im Freistrah. Die äußeren Schichten des Sprays erfahren daher eine starke Beschleunigung, was Instabilitäten an der Strahloberfläche zur Folge haben kann, die wiederum zur Ablösung von Ligamenten und Tröpfchen führen [160].

Durch spezielle Auslegung der Düse kann die Bildung einer Grenzschicht verhindert werden. Dadurch entstehen Flüssigkeitsstrahlen, die auch bei sehr hohen Reynoldszahlen kaum aufbrechen [53, 140]. Vergleiche mit dem Aufbruchverhalten grenzschichtbehafteter Sprays zeigen, dass die Relaxation des Geschwindigkeitsprofils bereits unmittelbar nach Spritzloch-Austritt beginnt.

Da mittlerweile verstärkt konische Düsen mit hoch verrundeten Zulaufsgebieten eingesetzt werden, die keine Kavitation und nur wenig Turbulenz aufweisen, darf die Bedeutung der Relaxation des Geschwindigkeitsprofils als Strahlaufbruchsmechanismus nicht unterschätzt werden.

### 2.3.3 Kavitation

#### Definition

Unter dem Sammelbegriff „Kavitation“ versteht man die Bildung von Hohlräumen in einer Flüssigkeit. Diese können entweder mit Gas, Dampf oder einem Gemisch beider Spezies gefüllt sein. Kavitationsgebiete können entstehen, wenn aufgrund hydrodynamischer Effekte der statische Druck  $p$  lokal den Dampfdruck  $p_D$  der Flüssigkeit unterschreitet. Bei diesem Entstehungsmechanismus spricht man von der klassischen *Dampfkavitation* [24] (auch: *Strömungs-* oder *hydrodynamische Kavitation*). Auch durch Schallwellen kann der Druck soweit abgesenkt werden, dass die Flüssigkeit verdampfen kann (*akustische Kavitation*). Die Dampfdruckkurve kann jedoch nicht nur durch Absenkung des statischen Drucks, sondern auch durch Erhöhung der Temperatur überschritten werden. Hierbei *siedet* die Flüssigkeit, und an den Stellen mit der höchsten Temperatur bilden sich Dampfbläschen. Darüber hinaus können noch hochenergetische Teilchen (radioaktive oder kosmische Strahlung) oder Laserpulse mit hoher Leistungsdichte zur Entstehung von Kavitationsgebieten führen. Innerhalb von (Diesel-)Einspritzdüsen spielt jedoch nur die hydrodynamische Kavitation eine bedeutende Rolle [41].

Das Unterschreiten des Dampfdrucks ist noch keine hinreichende Bedingung für die Verdampfung der Flüssigkeit. Extrem reine Fluide können Zugspannungen (Unterdrücken) in der Größenordnung 10-100 MPa standhalten ohne in den gasförmigen Zustand überzugehen [152]. Erst mit der Anwesenheit von Verdampfungskeimen wird eine leicht überkritische Flüssigkeit tatsächlich verdampfen. Solche Keime können vielfältiger Natur sein; in Frage kommen neben bereits bestehenden Blasen Fremdkörper und Verunreinigungen, Wandrauhigkeiten, in Wandnähe eingeschlossene Gasblasen oder Turbulenzballen. Daher können auch bereits kleinste Erschütterungen der Flüssigkeit die Verdampfung auslösen. Die meisten technischen Fluide, insbesondere Mehrkomponentenstoffe wie Diesel oder Ersatz-Prüföle, enthalten so viele Verdampfungskeime, dass Kavitationserscheinungen unmittelbar nach Unterschreiten des kritischen Drucks einsetzen.

Flüssigkeiten, die gelöste Luft oder andere Gase enthalten, neigen bereits bei Drücken  $p_{kr}$  oberhalb des Dampfdrucks zur Bildung von Blasen. Diesel und Diesel-ähnliche Ersatzkraftstoffe haben sehr niedrige Dampfdrücke von wenigen 100 Pa, enthalten aber typischerweise 10-15 Vol.% gelöste Luft, desweiteren noch gelöste leichtflüchtige Kohlenwasserstoffe, so dass Kavitationsblasen weder aus reinem Dampf noch aus reiner Luft bestehen.

### Entstehung und Ausprägung von Kavitationsgebieten innerhalb von Diesel-Einspritzdüsen

Die Kavitation in Dieseleinspritzdüsen lässt sich in drei Formen einteilen:

**Homogene (auch: Blasen-) Kavitation:** Die Kavitationsblasen entstehen an Keimen innerhalb der Flüssigkeit und werden mit der Strömung, die sich als homogenes 2-Phasengemisch darstellt, transportiert. Veränderungen der lokalen Druckrandbedingungen führen zu weiterem Wachstum oder zum Kollaps der Blasen. Die klassische Blaskavitation ist vorwiegend in Experimenten mit vergrößerten Modellen beobachtet worden [11].

**Heterogene (auch: Schicht- oder Film-) Kavitation:** Die Kavitationsgebiete erscheinen als zusammenhängende Filme, die von den strömungsführenden Wänden ausgehen. Dort können Oberflächendefekte und Wandrauhigkeiten als Kavitationskeime agieren. Schichtkavitation tritt besonders in kleinen Geometrien (etwa: Diesel-Einspritzdüsen) auf [10], da die Bedeutung der Wandkeime gegenüber den Strömungskeimen aufgrund des Verhältnisses von Oberfläche zu Volumen mit kleiner werdenden Dimensionen zunimmt. Durch Visualisierung der Strömungsfelder in transparenten Diesel-Einspritzdüsen (Originalgröße) konnte nachgewiesen werden, dass die Kavitationsfilme sich in vielen Fällen bis zum Ende der Spritzlöcher erstrecken [12, 155, 28, 20, 19, 122] (dabei wird von „Superkavitation“ gesprochen).

**Wirbelkavitation** Bei starken Wirbeln in der Strömung kann der Druck im Zentrum der Wirbel derart abfallen, dass der kritische Druck unterschritten wird. Im Zentrum der Wirbel entstehen fadenartige Kavitationsstrukturen („*String Cavitation*“). Diese Kavitationsform verhält sich sehr instabil und tritt oft nur stochastisch auf [11, 155].

Zu beachten ist, dass besonders in experimentell schwer zugänglichen Strömungsfeldern eine Unterscheidung zwischen *Kavitationsfilmen* und Gebieten mit *hoher Blasendichte* nicht immer möglich ist.

### Kavitation innerhalb von Diesel-Einspritzdüsen

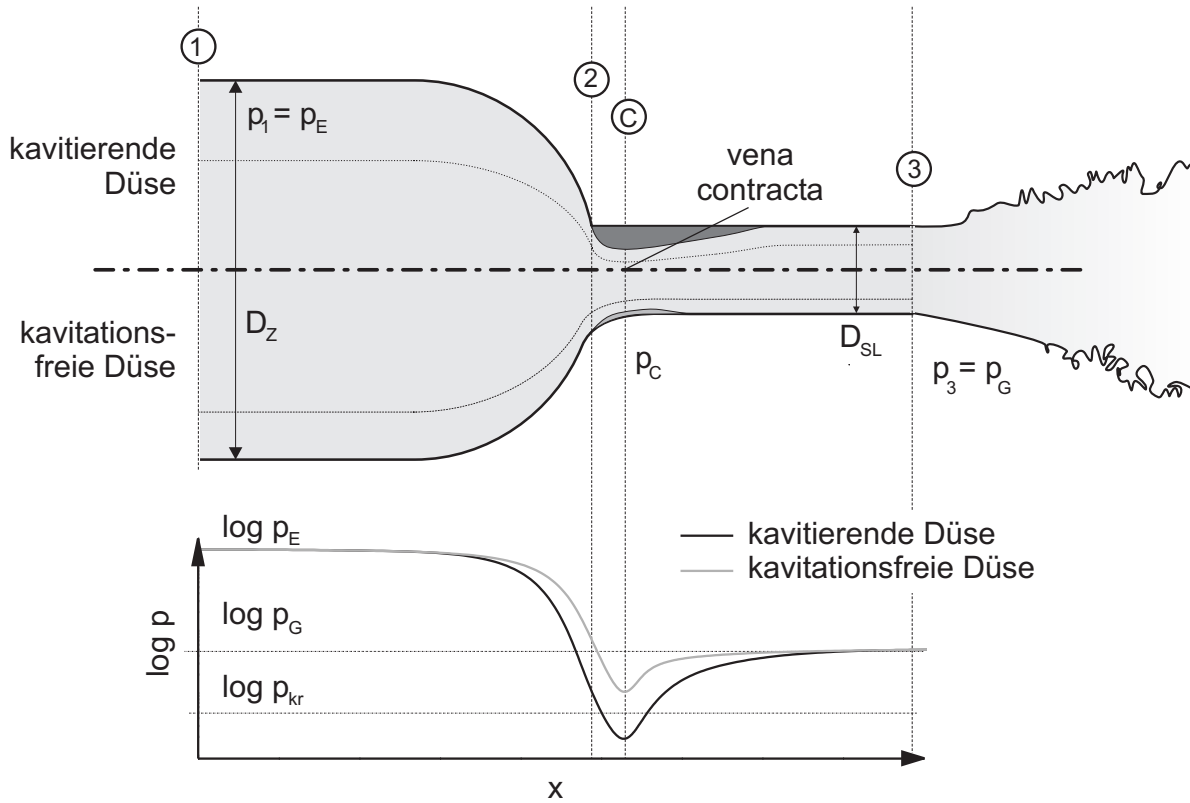
Abbildung 2.4 zeigt schematisch den Strömungsverlauf innerhalb einer kavitierenden Düse mit scharfkantigem Zulauf zum Spritzloch (oben) und einer kavitationsfreien Düse mit stark verrundetem Spritzloch-Zulauf (unten).

Wendet man entlang einer Stromlinie auf der Düsenachse von Punkt (1) zu Punkt (3) die Bernoulli-Gleichung mit Verlustglied  $\Delta p_V$  an, so gilt, wenn die Flüssigkeit als inkompressibel angenommen wird:

$$p_1 + \frac{1}{2}\rho_F v_1^2 = p_3 + \frac{1}{2}\rho_F v_3^2 + \Delta p_V \quad (2.4)$$

Berücksichtigt man, dass  $D_Z^2 \gg D_{SL}^2$  ist und somit die Flüssigkeit im Sacklochbereich näherungsweise ruht ( $v_1 \ll v_2$ ), der statische Druck also näherungsweise dem Raildruck entspricht ( $p_1 \approx p_E$ ) und am Spritzlochaustritt der Außendruck anliegt ( $p_3 = p_G$ ), kann Gl. 2.4 umgeformt werden:

$$v_3 = \sqrt{\frac{2(p_E - p_G - \Delta p_V)}{\rho_F}} \quad (2.5)$$



**Abbildung 2.4:** Strömungsfeld und Druckverlauf in kavitierenden und kavitationsfreien Düsen (am Beispiel einer scharfkantigen bzw. einer verrundeten zylindrischen Einloch-Voraus-Düse) [155].

Die am Spritzlochaustritt tatsächlich erreichte Geschwindigkeit weicht aufgrund der Druckverluste von der idealen Geschwindigkeit nach Bernoulli ab, bei strömungsoptimierten Düsen allerdings nur geringfügig:

$$v_{Ber} = \sqrt{\frac{2(p_E - p_G)}{\rho_F}} \quad (2.6)$$

Die wichtigsten Ursachen von Druckverlusten in Dieseleinspritzdüsen sind Rohrreibung im Spritzloch sowie Ablösungs- oder Kavitationserscheinungen im Bereich des Spritzlocheinlaufs. Durch Verrunden der Einlaufkante des Spritzlochs lassen sich diese Dissipationsverluste weitestgehend vermeiden.

Wenn innerhalb eines Strömungsfeldes Kavitationsgebiete entstehen, geschieht dies an den Stellen, wo der statische Druck minimal, die Geschwindigkeit nach der Bernoulli-Gleichung 2.4 demnach maximal ist. Diese wird im Bereich des engsten Strömungsquerschnitts erreicht, der sich in Abbildung 2.4 unmittelbar nach der Einlaufkante zum Spritzloch (2) bei Punkt (C) befindet.

Neben hohen Geschwindigkeiten führen auch starke Umlenkungen der Strömung zu hohen Druckverlusten. Um Fluidteilchen trotz ihrer Trägheit auf einer gekrümmten Bahn (mit lokalem Krümmungsradius  $r$ ) zu halten, ist nämlich ein Druckgradient

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \rho_F \frac{v^2}{r} \quad (2.7)$$

erforderlich [21]. Somit ist der statische Druck auf der Innenseite der Kurve, d.h. auf der Seite der strömungsführenden Wand, geringer als auf deren Außenseite.

Kavitationsgebiete findet man in Dieseleinspritzdüsen daher vorwiegend in der Nähe des Spritzlocheintritts. Da diese Kavitationsfilme von den Rändern des Strömungsgebiet ausgehen, bildet sich im Spritzloch eine Verengung des durchströmten Querschnitts (*vena contracta*) aus. Weiter stromabwärts legt sich die Strömung wieder an die Spritzlochwand an und nimmt den kompletten zur Verfügung stehenden Querschnitt ein. Der statische Druck steigt wieder auf das Niveau des Gegendrucks außerhalb der Düse, und die Strömungsgeschwindigkeit sinkt entsprechend. Bei ausreichend starker Unterschreitung des kritischen Drucks können die Kavitationsfilme jedoch auch den Austritt des Spritzlochs erreichen. Bei einer kavitationsfreien Durchströmung des Spritzlochs bildet sich durch Ablösung im Einlaufbereich zum Spritzloch ebenfalls eine *vena contracta* aus. Dabei ist der Druckverlust jedoch nicht groß genug, um den kritischen Wert  $p_{kr}$  zu unterschreiten.

Das Potential einer Strömung, Kavitation zu entwickeln, wird nach BERGWERK [15] durch die *Kavitationszahl* beschrieben:

$$K = \frac{p_E - p_G}{p_G - p_{kr}} \quad (2.8)$$

Sie bildet das Verhältnis des kavitationsfördernden Druckgefälles  $\Delta p = p_E - p_G$  zum kavitationshemmenden Drucküberschuss  $p_G - p_{kr}$  gegenüber dem kritischen Druck. In der Literatur finden sich weitere, ähnliche Definitionen der Kavitationszahl. Diese basieren meistens auf dem dynamischen Druck  $\frac{1}{2}\rho_F v^2$  am Düsenaustritt, der bis auf unvermeidliche Druckverluste der treibenden Druckdifferent entspricht (Gl. 2.5). Die Geschwindigkeit im Spritzloch ist jedoch, insbesondere in sehr kleinen Düsen, meistens wesentlich schwieriger zu messen als die Drücke außerhalb der Düse.

In den meisten praktischen Anwendungen kann  $p_{kr}$  in Gleichung 2.8 gegenüber dem äußeren Druck  $p_G$  vernachlässigt werden. Geometrische Randbedingungen, die auf Entstehung und Ausprägung der Kavitation einen entscheidenden Einfluss haben, sind in der Definition der Kavitationszahl jedoch nicht enthalten. Sie eignet sich daher nur, um das Kavitationsverhalten einer gegebenen Geometrie zu beschreiben.

### Auswirkung der Kavitation auf den Strahlzerfall

Dass innerhalb von Diesel-Einspritzdüsen sowohl kavitationsbehaftete als auch kavitationsfreie Strömungen auftreten können, ist schon im Jahr 1959 von BERGWERK [15] festgestellt worden. Obwohl moderne Einspritzsysteme mit den damaligen nur noch wenige Gemeinsamkeiten haben, ist diese Erkenntnis nach wie vor gültig. Zahlreiche Studien haben eindrucksvoll *Korrelationen* zwischen den Eigenschaften der Sprays und dem Auftreten bzw. der Form von Kavitation in den Einspritzdüsen belegt. Eine endgültige Identifizierung der wichtigsten Einflussfaktoren der Kavitation auf den Strahlzerfall steht indes noch aus. Denkbar sind insbesondere die folgenden Mechanismen:

## Direkter Einfluss der Kavitation

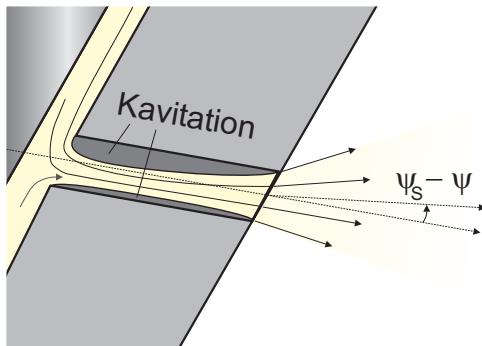
**Implosion von Kavitationsblasen:** Beim Kollaps von Kavitationsblasen können erhebliche Erosionsschäden an den strömungsführenden Wänden entstehen. Bei der Dieseleinspritzung werden Kavitationsfilme beobachtet, von denen sich einzelne Blasen lösen können, die dann von der Strömung mitgerissen werden und ihr folgen. Bei hohen Kavitationszahlen erreicht ein Teil von ihnen den Austritt des Spritzlochs und wird mit dem Kraftstoff ausgespült. Es scheint daher naheliegend, dass die bei der Implosion dieser Blasen frei werdende Energie den Strahlaufbruch fördert, etwa in dem Ligamente in kleinere Tropfen zerrissen werden [13]. Eine direkte Beobachtung der postulierten Störung der Strahloberfläche durch implodierende Blasen ist allerdings unter dieselrelevanten Bedingungen noch nicht gelungen [155]; Gaseinschlüsse in der Nähe der Strahloberfläche sind hingegen zumindest unter atmosphärischen Bedingungen nachgewiesen worden [31, 164, 47].

**Veränderung der Eigenschaften der Strahloberfläche:** Filmkavitation hat, wenn sie sich bis zum Spritzlochaustritt ausstreckt, einen signifikanten Einfluss auf die Oberfläche der austretenden Flüssigkeit. Aufgrund der strukturierten Oberfläche zwischen Dampf und Flüssigkeit wird das Spray einer entsprechend stark kavitierenden Düse bereits direkt nach Verlassen des Spritzlochs eine gestörte Strahloberfläche aufweisen und den aerodynamischen Mechanismen des Sekundärzerfalls eine größere Angriffsfläche bieten als das Spray einer Düse, in der Kavitation nicht stattfindet oder das Ende des Spritzlochs nicht erreicht. Darüber hinaus unterscheiden sich die Haftbedingungen zwischen dem Kraftstoff und festen Wänden bzw. Dampfgebieten deutlich voneinander. Daher ist davon auszugehen, dass keine ausgeprägte Grenzschicht am Rand des Strahls existiert, wenn die Spritzlochwände bis zum Austritt mit Kavitationsfilmen bedeckt sind. Die Strukturen am Strahlrand dringen daher mit hoher Geschwindigkeit in das umgebende Gas ein, was den aerodynamischen Strahlzerfall wiederum verstärkt.

## Indirekter Einfluss der Kavitation

**Erhöhung der Turbulenz:** Neben der direkten Beeinflussung des Primärzerfalls ist auch ein indirekter Einfluss der Kavitation über eine Erhöhung der Strömungsturbulenz vorhanden. Die Kavitationsfilme starten an der Einlaufkante und sind infolge dynamischer Ablösung von Teilen der Filme charakteristischen Fluktuationen unterworfen. Da die Fluktuationen der Filme selbst erst durch vorhandene Turbulenz in der Strömung ermöglicht wird, stehen Kavitation und Turbulenz im Spritzloch miteinander in enger Wechselwirkung. Eine Separation beider Einflüsse ist schwierig. Neben der Fluktuation der Kavitationsstrukturen kann ein Kollaps der abgelösten Blasen innerhalb der Innenströmung die radialen Geschwindigkeitsschwankungen erhöhen und auf diesem Weg den Strahlzerfall fördern.

**Veränderung der Spritzlochgeometrie:** Kavitationsfilme oder Ablösungsgebiete innerhalb der Strömung (Abbildung 2.4) verändern die effektive Spritzlochgeometrie, so dass die (mittleren) Geschwindigkeitsvektoren nicht mehr notwendigerweise parallel zu den Spritzlochwänden sind (Abbildung 2.5). Kavitations- oder Totwassergebiete kommen im Bereich nach dem Spritzlocheinlauf am häufigsten vor, was dazu führen kann, dass die Strömung sich wie in einem Diffusor verhält und die leicht nach außen gerichteten Geschwindigkeiten einen größeren Strahlkegelwinkel zur Folge haben.

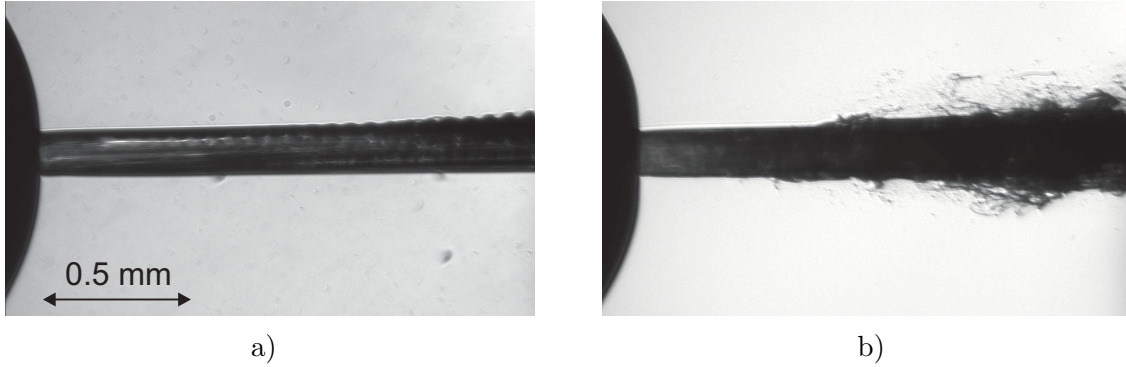


**Abbildung 2.5:** Schematische Darstellung der Kavitationsfilme innerhalb von Mehrlochdüsen und daraus resultierende Änderung der „effektiven“ Spritzlochgeometrie

Bei Mehrlochdüsen ist die Zuströmung zu den Spritzlöchern asymmetrisch. Die Sprayachsen stimmen daher nicht notwendigerweise mit den Achsen der Spritzlöcher überein (s. Abbildung 2.3). Kavitation tritt vorzugsweise an der Einlaufkante auf, die der Hauptzuströmung zum Spritzloch zugewandt ist, wodurch die Richtung des „effektiven“ Spritzlochs sich gegenüber der Achse des gebohrten Spritzlochs leicht verändert. Beobachtung des düsennahen Sprays an kavitierenden Dreiloch-Düsen haben gezeigt, dass der Sprayhöhenwinkel um einige Grad größer ist als der Höhenwinkel der Spritzlöcher [155].

Da Entstehung und Form von Kavitationsgebieten empfindlich von der genauen Strömungsgeometrie abhängen, können auch bei rotationssymmetrisch ausgelegten Einloch-Voraus-Düsen aufgrund kleinster fertigungsbedingter Abweichungen von der Sollgeometrie asymmetrische Kavitationsfilme auftreten [75].

**„Hydraulic Flip“:** Kavitation in Diesel-Einspritzdüsen kann unter bestimmten Bedingungen paradoxerweise den austretenden Strahl stabilisieren. Bei ausreichend hoher Kavitationszahl reichen die Kavitationsfilme, die von der Einlaufkante des Spritzlochs ausgehen, bis zum Ende des Spritzlochs. Da der Gegendruck höher ist als der Druck in den Dampfgebieten ( $p_G > p_{kr}$ ) wird Gas in die Düse gesaugt und die Kavitationsfilme verschwinden. Die Wände des Spritzlochs sind dann von einem dünnen Gasfilm umgeben und die Oberfläche des flüssigen Strahls ist praktisch störungsfrei. Da die Flüssigkeitssäule sich innerhalb des Spritzlochs annähernd reibungsfrei bewegen kann, bildet sich keine (zerfallsfördernde, s. Abschnitt 2.3.2) Grenzschicht am Strahlrand aus. Das Phänomen ist in der Literatur als „Hydraulic Flip“ [137] bekannt. Charakteristisch für den Übergang sind Sprays, die unterhalb einer kritischen Kavitationszahl  $K_{HF}$  stark aufbrechen, oberhalb von  $K_{HF}$  praktisch nicht zerstäuben und einen kleineren Durchmesser als den Spritzlochdurchmesser  $D_{SL}$  haben. Hydraulic Flip ist vor allem an Großmodellen und an Einloch-Voraus-Düsen beobachtet worden; es setzt äußerst stabile Kavitationsfilme voraus. Kleine Ungenauigkeiten oder Asymmetrien in der Fertigung der Düsen sowie Druckwellen in den Leitungen des Einspritzsystems führen dazu, dass die Strömung sich wieder an die Spritzlochwände anlegt. Bei sehr hohen Einspritzdrücken (d.h. entsprechend hohen  $Re$  und  $K$ ) wird die Strömung zudem derart turbulent, dass die Kavitation instabil wird [155] und es nicht mehr zum Hydraulic Flip kommt [149].



**Abbildung 2.6:** Schattenaufnahmen:

a)  $p_E = 20$  MPa,  $Re \approx 11500$       b)  $p_E = 30$  MPa,  $Re \approx 13500$

Bedingungen:  $p_G = 0.1$  MPa, Düse:  $ks \times 1$  ( $D_{SL} = 154 \mu\text{m}$ )

## 2.4 Wechselwirkung zwischen Gas- und Flüssigphase

### 2.4.1 Tropfenerzeugung an der Oberfläche eines (zylindrischen) Flüssigkeitsstrahls

Aufgrund von Turbulenz oder strukturierten Kavitationsfilmen im Spritzloch entstehen an der Strahloberfläche Wellen (s. Abbildung 2.6a, wo Instabilitäten mit einer Wellenlänge von  $\Lambda \sim 64 \mu\text{m}$  erkennbar sind), die aufgrund der Relativgeschwindigkeit zwischen Flüssigkeit und Gas von aerodynamischen Kräften angeregt werden. Die Auslenkung der Oberfläche kann als Überlagerung sinusförmiger Wellen (Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten) aufgefasst werden, die in Abhängigkeit von ihrer Wellenlänge  $\Lambda$  verstärkt oder gedämpft werden. Im Rahmen einer linearen Stabilitätsanalyse können die Wachstumsraten als Funktion von  $\Lambda$  berechnet [115] und diejenigen Schwankungen ermittelt werden, die exponentiell wachsen. Es werden Tropfen vom Hauptstrahl abgespalten, deren Radius proportional zur der Wellenlänge  $\Lambda_{kr}$  ist, die die größte Verstärkung erfährt ( $D_{Tr} \sim 1.22\Lambda_{kr}$ ). Mittels *Large Eddy Simulation* im Primärzerfallsgebiet eines Dieselsprays (in Abwesenheit von Kavitation) konnten DE VILLIERS ET AL. belegen, dass die Zerstäubung des dichten Strahlkerns durch den Kelvin-Helmholtz-Mechanismus erfolgt [37], wobei die anfänglichen Störungen der Strahloberfläche durch turbulente Schwankungen des Geschwindigkeitsprofils am Spritzlochaustritt initialisiert werden.

### 2.4.2 Abbremsung und Aufbruch von Tröpfchen

Die aerodynamischen Kräfte, die auf einzelne Flüssigkeitsteilchen – Tröpfchen und Ligamente – wirken, führen zu einer Angleichung der Geschwindigkeiten von Gas und Flüssigkeit. Darüber hinaus können zusammenhängende Flüssigkeitsgebiete durch diese Kräfte zerrissen werden.

**Luftwiderstand:** Die aerodynamische Widerstandskraft eines sphärischen Tröpfchens, das sich mit der *Relativgeschwindigkeit*  $v_{Tr}$  innerhalb eines Gases bewegt, beträgt:

$$F_W = -\frac{1}{2}c_W \frac{\pi D_{Tr}^2}{4} \rho_G v_{Tr}^2 \quad (2.9)$$



Für sehr kleine Geschwindigkeiten ( $Re < 1$ ) ist der Widerstandsbeiwert  $c_W \approx 24/Re$ , so dass die Abbremsung  $F_W/m_{Tr}$  des Teilchens proportional zu  $v_{Tr}/\rho_F D_{Tr}^2$  ist. Im Windschatten schnellerer Tröpfchen bilden sich Luftwirbel, die einen zusätzlichen Beitrag zur Bremskraft leisten, so dass sie in solchen Situationen schneller als  $v_{Tr}$  wächst.

In dichten Sprays erfahren nur die Tröpfchen an der Strahlspitze die volle Wirkung der Lufttreibungskräfte. Die nachfolgenden Tropfen bewegen sich in deren Windschatten und werden weniger stark abgebremst. Im Bereich der Strahlspitze kommt es zu einer Verdichtung, da schnellere Tröpfchen aus dem Inneren des Sprays die Strahlspitze einholen und diese nach vorne drücken.

**Aerodynamischer Tropfenzerfall:** Den disruptiven, auf die einzelnen Flüssigkeitspakete wirkenden aerodynamischen Kräften steht der stabilisierende Einfluss der Oberflächenspannung  $\sigma_F$  gegenüber. In Abwesenheit äußerer Einflüsse sind sphärische Tröpfchen am stabilsten, da sie bei gegebenem Volumen die geringste Oberfläche haben. Die Wirkung aerodynamischer Kräfte kann von den Tröpfchen bis zu einem gewissen Grad durch Verformung kompensiert werden; oberhalb dieser Schwelle zerfallen sie in kleinere Tröpfchen, die aufgrund ihres höheren Oberflächendrucks  $p_\sigma = 4\sigma_F/D_{Tr}$  stärkeren aerodynamischen Einflüssen standhalten können. Der Tropfenaufbruch lässt sich mit Hilfe der dimensionslosen Gas-Weberzahl

$$We_G = \frac{\rho_G D_{Tr} v_{Tr}^2}{\sigma_F} \quad (2.10)$$

charakterisieren, die das Verhältnis des dynamischen Strömungsdrucks  $\rho_G v_{Tr}^2/2$  und des Oberflächendrucks der Tröpfchen darstellt. Sie ist ein Maß für die Verformung der Tröpfchen. Im Allgemeinen wird davon ausgegangen, dass nur Tröpfchen mit  $We_G \lesssim 10$  stabil sind [52], während Tropfen oberhalb dieser Grenze in kleinere Tröpfchen aufgespalten werden. Nicht berücksichtigt ist dabei der stabilisierende Einfluss der Viskosität (der Flüssigkeit), die Verformung und Aufbruch verzögert.

Die aerodynamischen Kräfte wachsen mit steigender Gasdichte, was neben dem rascheren Abbau des Sprayimpulses auch dessen frühere Zerstäubung zur Folge hat. Tröpfchen können also sowohl durch Aufspaltung als auch durch Abbremsung stabil werden, wobei angemerkt sei, dass nach Gl. 2.9 kleinere Tröpfchen aufgrund des im Vergleich zu ihrer Masse ( $m_{Tr} = \rho_F \frac{\pi}{6} D_{Tr}^3$ ) größeren Querschnitts auch stärker durch Luftreibung abgebremst ( $\sim F_W/m_{Tr}$ ) werden. Der Einfluss der Gasdichte auf die Größenverteilung der entstehenden Tröpfchen ist nicht eindeutig zu charakterisieren; Messungen im optisch wenig dichten Sekundärzerfallsbereich von Dieselsprays haben gezeigt, dass mit steigender Gasdichte der Durchmesser der größten Tropfen abnimmt, während die Gasdichte kaum Einfluss auf die Größe der kleinsten Tröpfchen hat [61].

Die Zerfallsbedingungen im Spray können lokal sehr unterschiedlich sein. Am Rand entstehen wegen der hohen Scherkräfte kleinere Tröpfchen als im dichten Zentrum, wo die Gasphase aufgrund der hohen Tröpfchendichte mitgerissen wird und die Relativgeschwindigkeit daher gering ist. In dichten Bereichen des Sprays kommt es zudem zu zahlreichen Kollisionen zwischen den Tröpfchen, die entweder zu weiterem Zerfall oder zur Koaleszenz dieser Tropfen führen.

### 2.4.3 Entwicklung der makroskopischen Strahleigenschaften

Die bereits in Abbildung 2.3 angedeuteten makroskopischen Sprayeigenschaften sind experimentell vergleichsweise leicht zugänglich und daher von zahlreichen Forschungsgruppen ausführlich

studiert worden. Die meisten Untersuchungen beruhen auf Visualisierungen des Sprays; dementsprechend führen sie vor allem zu Aussagen über die axiale und radiale Ausbreitung des Sprays (Penetrationslänge bzw. Kegelwinkel). Verschiedene Modelle basieren auf der Zusammenfassung solcher Daten; der bekannteste Ansatz ist vermutlich der von HIROYASU UND ARAI [60]. Zu Beginn der Einspritzung entsteht eine „pilzförmige“ Strahlspitze, die einerseits vom Luftwiderstand gebremst, andererseits von nachfolgenden Tröpfchen angeschoben wird. Beide Effekte sind von gleicher Größenordnung, so dass die Geschwindigkeit der Strahlspitze annähernd konstant bleibt. Der Mechanismus beruht darauf, dass schnelle Tröpfchen im Windschatten der Strahlspitze nur wenig Geschwindigkeit verlieren und die vorderen Bereiche des Sprays schnell einholen. Nach einer gewissen Zeit bricht er zusammen, u.a. weil die Tropfendichte aufgrund der radialen Ausbreitung des Sprays abnimmt und die Windschatteneffekte daher schwächer werden, aber auch weil die Flugstrecke zwischen Spritzloch und Strahlspitze immer größer wird. Danach nimmt die Geschwindigkeit der Strahlspitze schnell ab. Ihre Ausbreitung (Penetrationslänge  $L_S$  zum Zeitpunkt  $t$  nach Spritzbeginn) wird durch den folgenden Zusammenhang beschrieben:

$$\begin{aligned} L_S(t) &= C_1 \sqrt{\frac{2\Delta p}{\rho_F}} \cdot t & (t < t_b) \\ L_S(t) &= C_2 \left(\frac{\Delta p}{\rho_G}\right)^{1/4} \sqrt{D_{SL} \cdot t} & (t \geq t_b) \\ t_b &= C_2 / C_1^2 D_{SL} \rho_F / (\Delta p \rho_G)^{1/2} \end{aligned} \quad (2.11)$$

$t_b$  ist dabei die Aufbruchzeit des Sprays bzw. der Zeitpunkt, ab dem das Eindringverhalten nicht mehr proportional zu  $t$ , sondern zu  $t^{1/2}$  ist. Die zugehörige Aufbruchlänge ist nicht mit der Länge des ungestörten Strahlkerns zu verwechseln: das Modell bezieht sich ausschließlich auf Sprays im Atomization Regime. Die beste Übereinstimmung zwischen Versuch und Modell ergibt sich nach HIROYASU mit den Konstanten  $C_1 = 0.39$  und  $C_2 = 2.95$ . Das treibende Druckgefälle  $\Delta p$  wird dabei während der gesamten Einspritzung als konstant angenommen.

Aufgrund des sehr abrupten Übergangs zwischen der Tröpfchenwolke und ihrer Umgebung im Bereich der Strahlspitze ist die Penetrationslänge leicht zu messen, und unterschiedliche Methoden führen nur zu minimal anderen Ergebnissen. Beim Kegelwinkel ist die Situation umgekehrt; darüber hinaus sind die Sprays von Druckzerstäubern sehr schmal, so dass die relative Ungenauigkeit bei der Bestimmung des Kegelwinkels groß ist. Daher überrascht es nicht, dass verschiedene vorgeschlagene Korrelationen sich zum Teil sehr deutlich voneinander unterscheiden. Als Beispiele seien hier nur bekanntere Formeln, etwa von HIROYASU UND ARAI [60], ABRAMOVICH [1] und BRACCO [23] genannt:

$$\theta_S = 0.025 \left( \frac{\rho_G \Delta p D_{SL}^2}{\eta_G^2} \right)^{1/4} \quad (2.12)$$

$$\tan \theta_S = 0.13 \left( 1 + \frac{\rho_G}{\rho_F} \right) \quad (2.13)$$

$$\tan \theta_S = \frac{2\pi}{\sqrt{3}} \sqrt{\frac{D_{SL}}{L_{SL}} \cdot \frac{\rho_G}{\rho_F}} \quad (2.14)$$

$\eta_G$  ist hierbei die dynamische Viskosität des Gases und  $L_{SL}$  die Länge des Spritzlochs. Auffälligste Gemeinsamkeit aller Modelle ist, dass sie eine Zunahme des Kegelwinkels bei steigender Gasdichte vorhersagen. Die numerische Auswertung der Formeln 2.12-2.14 führt, je nach Wahl der

Parameter, zu stark unterschiedlichen Ergebnissen und in den meisten Fällen zu einer drastischen Überschätzung des Kegelwinkels im Vergleich zu Experimenten, die auf modernen Diesel-Einspritzdüsen basieren.

Das Penetrationsgesetz (Gl. 2.11) kann durch die Verwendung dimensionsloser Längen ( $L'_S = L_S/L^+$ ) und Zeiten ( $t' = t/t^+$ ) verallgemeinert werden, wodurch mit einer geeigneten Funktion  $f$  ein Zusammenhang  $L'_S = f(t')$  etabliert wird, der nicht von den Betriebsbedingungen abhängt. Die Vergleichbarkeit von Experimenten, die z.B. bei unterschiedlichen Gasdichten durchgeführt wurden, wird dadurch erleichtert. ARANEO ET AL. [6] bzw. NABER UND SIEBERS [99] verwenden  $L^+ = c_L D_{SL} (\rho_G/\rho_F)^{-\alpha}$  und  $t^+ = c_t D_{SL} (\rho_G/\rho_F)^{-\beta}/\tilde{v}$ , wobei  $c_L$ ,  $c_t$  geeignete Konstanten und  $\tilde{v}$  die mittlere Austrittsgeschwindigkeit sind. ARANEO ET AL. geben  $\alpha = 0.8$ ,  $\beta = 0.69$  als optimale Parameter zur Beschreibung der experimentellen Daten an. Das Modell von NABER UND SIEBERS ist etwas einfacher, da  $\alpha = \beta = 1$  festgelegt wird. Der Effekt ist bei beiden Ansätzen jedoch der gleiche: In dichter Atmosphäre geschieht der Übergang zwischen den Bereichen  $L'_S \propto t'$  zu  $L'_S \propto t'^{1/2}$  früher und näher am Spritzlochaustritt.

#### 2.4.4 Zusammenfassung: Einfluss der Gasdichte

Die in den vorangegangenen Absätzen beschriebenen Strahlerfallsmechanismen zeigen, dass die Intensität der Wechselwirkung zwischen dem Freistrahle und seiner gasförmigen Umgebung von der Gasdichte abhängt. Wird die Verdunstung der erzeugten Kraftstofftröpfchen außer acht gelassen, ist die Gasdichte  $\rho_G$  und nicht der Gasdruck  $p_G$  (für ein ideales Gas ist  $\rho_G \propto p_G/T$ ) der entscheidende Parameter, da aufgrund der hohen Geschwindigkeiten des Sprays (bzw. der Tröpfchen) die Viskosität des Gases vernachlässigt werden kann (s. Gl. 2.9).

Experimentelle Untersuchungen an Dieselsprays sind bei kompletter Gleichstellung der Umgebungsbedingungen mit denen, die im Zylinder eines Dieselmotors zum Zeitpunkt der Einspritzung (die Haupteinspritzung erfolgt in modernen Motoren mit Direkteinspritzung nahe am oberen Totpunkt (OT) der Kolbenbewegung) vorherrschen, besonders schwierig. Für die Charakterisierung des Eindringverhaltens oder des Geschwindigkeitsprofils eines Sprays kann es aber bereits ausreichend sein, die Versuche bei gleicher Gasdichte durchzuführen (repräsentative Werte<sup>1</sup> sind in Tabelle 2.1 wiedergegeben). Zu prüfen ist hierbei, inwiefern das Kavitationsverhalten im Spritzloch, das durch den *Gegendruck*  $p_G \propto \rho_G \cdot T$  kontrolliert wird, sich bei Anpassung der *Gasdichte* ändert.

	$p_G$ [MPa]	$\rho_G$ [kg m <sup>-3</sup> ]	$T$ [K]
Einspritzung im Dieselmotor ( $\sim$ OT)	5.79	21.3	944
2 MPa N <sub>2</sub>	2.00	22.7	297
atmosphärisch	$\sim 0.10$	1.18	$\sim 297$

**Tabelle 2.1:** Vergleich der Gaseigenschaften: im Dieselmotor zum Zeitpunkt der Einspritzung und Standard-Prüfbedingungen

Die Mehrzahl der Experimente, bei denen der Primärzerfallsbereich von Dieselsprays detailliert untersucht worden ist, ist aufgrund der einfacheren Zugänglichkeit jedoch nur unter at-

<sup>1</sup>Ladeluft: Luft mit 1 atm Ladedruck (keine Aufladung),  $T \sim 297$  K, Isentropenexponent  $\kappa = 1.4$ , Kompressionsverhältnis  $\epsilon = 18$ . Die tatsächlichen Bedingungen weichen aufgrund höherer Ladedrucke, Abgasrückführung, Wärmeverlusten oder anderen Kompressionsverhältnissen von den angegebenen Werten je nach Betriebspunkt des Motors von denen der Tabelle ab. Die Dichte von  $\rho_G \sim 23$  kg m<sup>-3</sup> ist jedoch repräsentativ für PkW-Motoren im Teillastbereich.

mosphärischen Bedingungen durchgeführt worden. Da eine Trennung der zerfallsbestimmenden Mechanismen – Innenströmung (Primärzerfall) und aerodynamische Kräfte (Sekundärzerfall) – im Bereich der Dieseleinspritzung nur eingeschränkt möglich ist, ist eine Übertragung der Ergebnisse solcher Messungen auf dichte Atmosphären nur in Ausnahmefällen sinnvoll. Für einzelne makroskopische Eigenschaften des Sprays gibt es zwar Ansätze, mit denen die Vergleichbarkeit verbessert werden kann. Ein komplettes „Umrechnen“ zwischen verschiedenen Gasdichten ist damit jedoch nicht möglich, wobei das transiente Verhalten der Dieseleinspritzung ohnehin nicht berücksichtigt wird.

**Ohnesorge-Diagramm** Nach HOBIE & EGGERS [63] kann das Ohnesorge-Diagramm (Abbildung 2.2) so erweitert werden, dass der Einfluss der Gasphase auf den Strahlaufbruch berücksichtigt wird. Hierzu wird die Ohnesorge-Zahl durch die dimensionslose Kennzahl

$$Z^{**} = Oh \sqrt{\frac{\eta_F}{\eta_G}} We_G = \frac{v}{\sigma_F} \eta_F^{3/2} \eta_G^{-1/2} \sqrt{\frac{\rho_G}{\rho_F}} \quad (2.15)$$

ersetzt, in der die Stoffdaten der Flüssigkeit und des Gases zusammengefasst sind. Parallele diagonale Linien trennen wiederum die verschiedenen Zerfallsbereiche im erweiterten Ohnesorge-Diagramm, das sich unter atmosphärischen Bedingungen auf die Klassifikation nach VON OHNESORGE [154] bzw. REITZ & BRACCO [115] zurückführen lässt. Die dynamische Viskosität idealer Gase ist nicht direkt von ihrem Druck oder ihrer Dichte abhängig ( $\eta_G \propto T^{1/2}$ , [74]). Damit ist  $Z^{**}$  proportional zu  $\rho_G^{1/2}$ , höhere Gasdichten führen zu einem schnelleren Erreichen des „Atomization Regimes“, und die Verschiebung der Grenzlinien im Ohnesorge-Diagramm lässt sich voraussagen.

**Penetration** Das Eindringverhalten der Strahlspitze kann durch die Verwendung dimensionsloser Längen und Zeiten unabhängig von der Gasdichte gemacht werden (Abschnitt 2.4.3). Der Übergang zwischen  $\rho_G = 1.18$  zu  $\rho_G = 22.7 \text{ kg m}^{-3}$  (Tabelle 2.1) würde nach ARANEO ET AL. zu einer Verkürzung der Längenskalen um einen Faktor  $\sim 10$  und der Zeitskalen um  $\sim 8$  führen. Ob bei einem stationären, ausreichend lange beobachtbaren Spray neben der Penetration noch andere Eigenschaften übereinstimmen würden, ist aber nach wie vor eine offene Frage.

## 2.5 Freistrahtheorie

Abbildung 2.7 zeigt das schematische Diagramm eines stationären, runden Freistrahls, der eine Düse verlässt und sich in  $h$ -Richtung ausbreitet. Der Spezialfall, in dem ein turbulenter Strahl in eine ruhende Umgebung eindringt, wobei Strahl und Umgebung aus der gleichen Substanz bestehen bzw. gleiche Stoffwerte aufweisen, ist ein wichtiger, experimentell und theoretisch ausführlich erforschter Referenzfall der Turbulenzforschung, da die Eigenschaften des Freistrahls mit zunehmendem Abstand zur Düse „ähnlich“ bleiben [150]. Bei der Dieseleinspritzung handelt es sich dagegen um einen hochgradig transienten Vorgang, bei dem ein Kraftstoff sich mit einer umgebenden Atmosphäre vermischen soll, die vollkommen andere Stoffwerte aufweist. Dennoch ist es interessant, die Entwicklung eines Dieselsprays mit der eines Freistrahls zu vergleichen. Dieser Ansatz wurde insbesondere von DESANTES ET AL. verfolgt, die ein Modell [39] entwickelt haben, das auf der Freistrah-Theorie basiert, aber auch auf Dieselsprays angewendet werden kann.

Bei einer turbulenten Durchströmung der Düse ist das Geschwindigkeitsprofil am Austritt ( $v_0$ ) näherungsweise flach. Tatsächlich ist die exakte Form des Profils für die folgenden Überlegun-

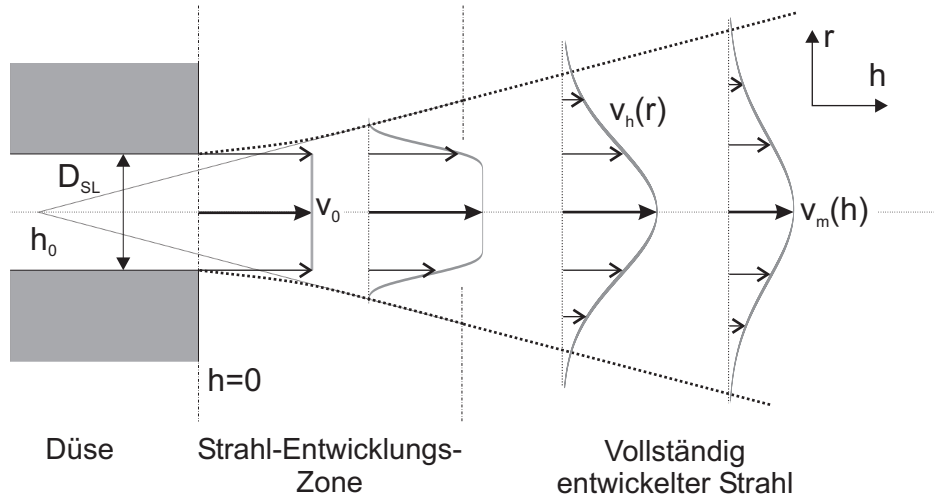


Abbildung 2.7: Schematische Darstellung eines Freistrahls

gen nur von untergeordneter Bedeutung, da die Eigenschaften des vollständig entwickelten Freistrahls nicht mehr von diesem Profil abhängen. Nach dem Düsenaustritt bildet sich eine Strahl-Entwicklungszone, innerhalb der sich am Strahlrand eine Scherschicht ausbildet und der Strahl sich mit seiner Umgebung vermischt. Danach folgt der Bereich des vollständig entwickelten Strahls. Die Selbsterhaltungs- bzw. Ähnlichkeitsbedingungen führen in diesem Bereich dazu, dass sich ein gaußförmiges Geschwindigkeitsprofil entwickelt [82, 67]:

$$\frac{v_h(r)}{v_m(h)} = \exp \left[ -k_v \frac{r^2}{(h - h_0)^2} \right] \quad (2.16)$$

$k_v$  ist hierbei ein Maß für den Kegelwinkel des Freistrahls und  $h_0$  ein virtueller Ursprungspunkt, der wegen  $h \gg h_0$  oft vernachlässigt wird. Die Geschwindigkeit entlang der Mittellinie des Strahls nimmt dabei mit zunehmendem Abstand zur Düse (Durchmesser:  $D_{SL}$ ) gemäß

$$\frac{v_m(h)}{v_0} = a_v \frac{D_{SL}}{h - h_0} \quad (2.17)$$

ab, wobei  $a_v$  eine Zerfallskonstante ist. Alle angegebenen Geschwindigkeiten sind Reynoldsgemittelte Geschwindigkeiten, in denen die instationären turbulenten Anteile nicht mehr vorkommen.

Der Vergleich zwischen den Entwicklungen eines Dieselsprays und eines turbulenten Freistrahls kann natürlich nicht zu Aussagen über die Zerstäubung des Kraftstoffs führen. Aber die Abnahme der Geschwindigkeit im Strahlzentrum, die Form der Geschwindigkeitsprofile und die Entwicklung der Spraybreite sind Eigenschaften, die auch beim Dieselspray von großem Interesse sind und, sofern messtechnisch erfasst, ohne weitere Einschränkung mit denen des Freistrahls verglichen werden können. Die klassischen Modelle von Diesel-ähnlichen Strahlen basieren überwiegend auf photographischen Untersuchungen solcher Sprays und machen daher keine Aussagen über die Entwicklung der Geschwindigkeit im (bei ausreichend langer Einspritzung quasistationären) Inneren des Sprays. Die angegebene Form der sichtbaren äußeren Zone der Sprays ist meist die eines Kegels, dessen Breite linear mit dem Abstand zum Düsenaustritt zunimmt - was an die Verbreiterung des Geschwindigkeitsprofils des Freistrahls (Gl. 2.16) erinnert.



## Messtechnik zur Untersuchung von Dieselsprays

Die Entwicklung der Modelle, die zur Beschreibung der Zerstäubung von Flüssigkeiten vorgeschlagen worden sind, ist wesentlich durch den Fortschritt der Techniken, mit denen Sprays charakterisiert werden, vorangetrieben worden. Messungen an Dieselsprays gestalten sich dabei aufgrund der hohen Geschwindigkeiten und den geringen Dimensionen der Einspritzsysteme als besonders schwierig. Aufgrund der hohen wirtschaftlichen Bedeutung der Automobilindustrie, aber auch wegen des nicht vernachlässigbaren Anteils des Straßenverkehrs an Kraftstoffverbrauch und Schadstoffaufkommen, gehören Dieselsprays dennoch zu den am ausführlichsten untersuchten Sprays.

Die eingesetzten Messtechniken haben meistens die Bestimmung von Tropfendurchmessern oder der räumlichen Verteilung von flüssigem und dampfförmigem Kraftstoff zum Ziel. Da die hohe Relativgeschwindigkeit zwischen flüssiger Phase und umgebender Gasatmosphäre der dominierende zerfallsfördernde Parameter ist, sind auch Geschwindigkeitsmessungen innerhalb und außerhalb des Sprays von besonderem Interesse. Grundsätzlich wird zwischen *intrusiven* und *nicht intrusiven* Messtechniken unterschieden. Bei ersteren werden an geeigneten Stellen innerhalb des Sprays Sensoren angebracht, wodurch das Spray natürlich gestört wird; in ungünstigen Fällen kann diese Störung sich sogar stromaufwärts bemerkbar machen, so dass die Anwesenheit des Sensors die Messgröße selbst entscheidend beeinflusst. Die nicht intrusiven Verfahren bestehen vorwiegend aus optischen Messtechniken, wobei die Einrichtung eines geeigneten optischen Zugangs meistens eine der Hauptschwierigkeiten darstellt. Mit Ausnahme einiger Extremfälle, auf die hier nicht weiter eingegangen werden soll (etwa der Erzeugung von Kavitationsblasen [151] oder der Zündung eines Luft-Kraftstoff-Gemischs durch starke Laserpulse [35]), kann eine Beeinflussung der Strömung durch die eingesetzte Beleuchtung ausgeschlossen werden.

In den folgenden Abschnitten sollen die wichtigsten Techniken, mit denen Messungen an Dieselsprays durchgeführt werden können, kurz vorgestellt sowie auf deren Vor- und Nachteile eingegangen werden. Aufgrund der Zielsetzung dieser Arbeit liegt der Schwerpunkt dabei ausschließlich auf der Charakterisierung der *Zerstäubung*. Bei Raumtemperatur verdunsten Diesel und dieselähnliche Kraftstoffe (im Gegensatz zu Benzin) aufgrund ihres sehr geringen Dampfdrucks fast überhaupt nicht, so dass in den Versuchen zwischen „verdunstenden“ und „nicht verdunstenden“ Bedingungen unterschieden werden kann und an die jeweilige Situation speziell angepasste Messtechniken zum Einsatz kommen.

Die einzelnen Experimente bieten immer nur einen unvollständigen Einblick in die untersuchten Sprays, die verschiedensten Erkenntnisse lassen sich aber zusammenfassen und ergänzen so das Verständnis der bei der Diesel-Einspritzung auftretenden Phänomene.

### 3.1 Optische Dichte

Für die folgenden Betrachtungen ist der Begriff der optischen Dichte  $\tau$  [87] sehr nützlich. Diese Größe charakterisiert die Lichtundurchlässigkeit eines Objektes (z.B. eines Sprays), unabhängig von den Ursachen der Verluste (Absorption oder Streuung, zusammengefasst zu *Extinktion*). Sämtliche optischen Messtechniken beruhen darauf, (Laser-)Licht in ein Untersuchungsgebiet einzukoppeln und anschließend das aus diesem Bereich stammende Licht zu analysieren. Dies geht selbstverständlich umso besser, desto weniger Licht innerhalb des Objektes verloren geht. Grundsätzlich wird jede optische Messtechnik bei geringer optischer Dichte besser funktionieren als bei hoher<sup>1</sup>, und oberhalb einer gewissen Grenze versagen. Beim Durchgang durch ein Objekt wird der Intensitätsverlust eines sich in  $z$ -Richtung ausbreitenden Laserstrahls durch das Lambert-Beer-Gesetz in guter Näherung beschrieben (gestreute oder absorbierte Photonen werden aus dem einfallenden Strahl entfernt und nicht weiter betrachtet):

$$I = I_0 \exp \left( - \int \sigma(z) N(z) dz \right) \quad (3.1)$$

$\sigma(z)$  ist hierbei der Extinktions-Wirkungsquerschnitt und  $N(z)$  die Konzentration der Streuzentren. Die Größe  $1/N\sigma$  wird dabei oft als mittlere freie Weglänge bezeichnet. In Anlehnung an Gleichung 3.1 wird die optische Dichte (meistens; manche Autoren verwenden auch den Logarithmus zur Basis 10) wie folgt definiert:

$$\tau = - \ln \frac{I}{I_0} \quad (3.2)$$

Für ein homogenes Objekt der Länge  $\Delta z$  vereinfacht Gl. 3.2 sich zu  $\tau = N\sigma\Delta z$ . Die optische Dichte wächst daher mit der Massendichte und der Dicke des betrachteten Objekts, hängt aber auch von seiner Natur ab. Eine einfache Rechnung zeigt z.B. für einen Nebel, der nur aus runden Tröpfchen einer einzigen Größe (Durchmesser:  $D_{Tr}$ ) besteht:

$$\begin{aligned} \sigma &= \frac{\pi}{4} D_{Tr}^2 \\ \Rightarrow \tau &\propto N D_{Tr}^2 \sim \frac{1}{D_{Tr}} \end{aligned} \quad (3.3)$$

$\sigma$  entspricht in diesem Fall einfach der Oberfläche des Tropfenquerschnitts. Darüber hinaus wird eine konstante Gesamtmasse  $M_F = \pi/6 \cdot N \rho_F D_{Tr}^3 \cdot V$  für das Sprayvolumen  $V$  angenommen, so dass die Tropfendichte  $N$  proportional zu  $D_{Tr}^{-3}$  ist. Hieraus folgt, dass eine bestimmte Menge eines Aerosols eine umso höhere optische Dichte aufweist, desto feiner sie zerstäubt wird. Für Dieselsprays (allgemeiner: Kraftstoffsprays) kann daher zusammengefasst werden, dass die optische Dichte in der Regel mit zunehmendem Einspritz- und/oder Gegendruck bzw. abnehmendem Abstand zu Spritzloch oder Sprayachse ansteigt.

Eine typische Messsituation besteht darin, dass einfallendes Licht zuerst an die betrachtete Stelle des Sprays gelangen muss. Dabei wird es entsprechend der optischen Dichte  $\tau_{ein}$  abgeschwächt. Nach einer bestimmten Wechselwirkung muss Licht zu einem Detektor gelangen, wofür es wiederum eine Wegstrecke im Spray zurücklegen muss und dementsprechend abgeschwächt wird ( $\tau_{aus}$ ). Maßgebend für die verbleibende Signalstärke ist also die Summe der optischen Dichten  $\tau = \tau_{ein} + \tau_{aus}$ .

<sup>1</sup>Ausnahme: Extinktionsmessungen erreichen bei Abschwächungen im Bereich von 50% ( $\tau \sim 0.7$ ) ihre größte Sensitivität, s. Abschnitt 3.3.1.



## 3.2 Photographische Methoden

Optische Methoden können in *abbildende* und *nicht abbildende* Verfahren unterteilt werden. Unter den abbildenden Techniken versteht man im wesentlichen Hochgeschwindigkeitsphotographie, wobei die Auswertung entsprechender Spray-Aufnahmen keineswegs rein qualitativ geschehen muss. Gerade die Fortschritte in der CCD-Kameratechnik und die andauernde Steigerung der Rechenleistung von Computern haben dazu geführt, dass aufwendige Verfahren zur quantitativen Auswertung von Spray-Bildern praktikabel wurden.

### 3.2.1 Streulichtaufnahmen

Die einfachste Möglichkeit, Informationen über die flüssige Phase des Sprays zu gewinnen, besteht darin, das Untersuchungsgebiet auszuleuchten und das von den Tröpfchen gestreute Licht aufzunehmen<sup>2</sup>. Solche Bilder ermöglichen eine Klassifikation des Sprays innerhalb vordefinierter Kategorien, etwa die Zuordnung zu den verschiedenen Zerfallsbereichen (s. Abschnitt 2.1) und geben an, welche Regionen von der flüssigen Phase bereits erfasst worden sind.

Sollen schnelle Sprays (z.B. bei der Diesel-Direkteinspritzung) beobachtet werden, so muss das Zeitfenster der Beobachtung entsprechend kurz gehalten werden, um Bewegungsunschärfe zu vermeiden. Dies setzt entweder die Verwendung von Kameras mit schnellen Verschlusszeiten oder aber von gepulsten Lichtquellen kurzer Dauer voraus. In beiden Fällen muss darauf geachtet werden, dass ausreichend Energie auf den Detektor fällt, um ein Bild mit gutem Kontrast zu erhalten. Die hierdurch entstehenden Schwierigkeiten sind bei Detailaufnahmen von schnellen Sprays nicht zu unterschätzen. Auch gepulste Hochenergie-Laser bieten keine universelle Lösung dieses Problems, da beim Einsatz von kohärentem Licht es an den unregelmäßig strukturierten Oberflächen des Sprays zur Bildung von meist unerwünschten Speckles kommt [148, 114, 87, 88].

Ausreichende Auflösung vorausgesetzt, können aus Streulichtaufnahmen von Sprays eine Vielzahl makroskopischer Sprayparameter wie Eindringtiefe und Kegelwinkel bestimmt werden [86]. Hochgeschwindigkeitsphotographie gehört zu den am weitest verbreiteten Methoden, mit denen Dieselsprays charakterisiert werden. Meist wird der Einfluss des Einspritzsystems [55] oder der Betriebsparameter auf Eindringverhalten und Kegelwinkel untersucht, und anhand dieser Daten wurden detaillierte Modelle entwickelt [62]. Die Beobachtung von Streulicht ist eine einfache, robuste Technik und ist aus diesem Grund auch unter schwierigen Bedingungen (hoher Gasdruck, hohe Temperaturen), die eine gute Annäherung an typische Bedingungen im Dieselmotor zum Zeitpunkt der Einspritzung darstellen, erfolgreich angewendet worden.

**Beleuchtung mittels Laserlichtschnitten** Neben einer integralen Beleuchtung des gesamten Sprays ist auch eine Beleuchtung des Sprays mittels Laserlichtschnitten möglich, die idealerweise eine wesentlich geringere Dicke als der Spraydurchmesser (der minimale Spraydurchmesser kann mit dem Spritzlochdurchmesser identifiziert werden) haben sollten. Die Erzeugung von Lichtschnitten mit Dicken unterhalb  $2w_0 \lesssim 40 \mu\text{m}$  ist allerdings wenig praktikabel. Bei optisch sehr dünnen Sprays, d.h. wenn ein signifikanter Anteil des Streulichts nur einmal gestreut wird, entsteht so ein „Schnitt“ durch das Spray, man spricht dann auch von Spray-Tomographie [56]. Die Menge des gestreuten Lichtes ist dann proportional zur gesamten Oberfläche der Phasengrenzen (Flüssigkeit/Gas,  $\propto ND_{Tr}^2$ ,  $N$  ist hierbei die Tröpfchenkonzentration und  $\overline{D_{Tr}^2}$  der mittlere quadratische Tropfendurchmesser) innerhalb des Lichtschnitts. Unter günstigen Umständen ist

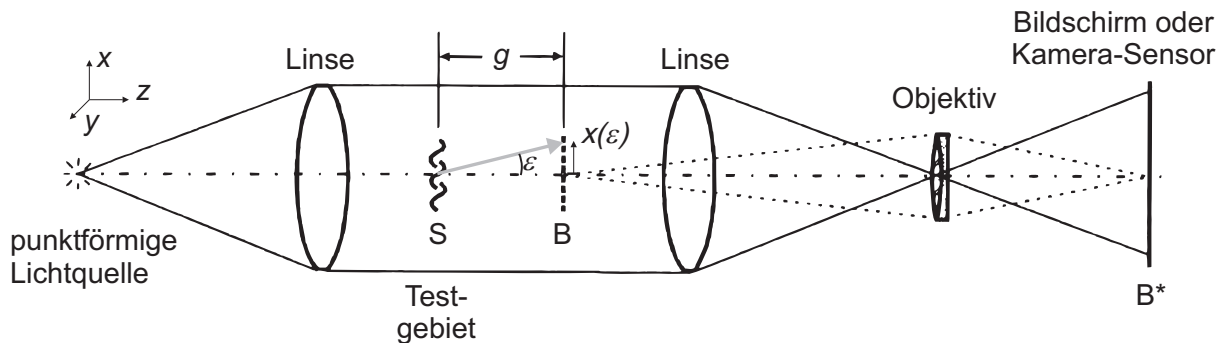
<sup>2</sup>Umgangssprachlich kann man von einem „Photo“ des Sprays sprechen.

daher eine quantitative Auswertung der Bilder möglich. Das Dieselspray ist im Düsennahbereich allerdings optisch so dicht, dass fast ausschließlich Streulicht beobachtet wird, das entweder vielfach gestreut oder aber direkt an der Sprayoberfläche reflektiert wurde [68, 88]. Dennoch ist mit dieser Technik vor allem der Frage nachgegangen worden, ob in der Nähe des Spritzlochaustritts ein *intakter* (d.h. ungestörter) flüssiger Strahlkern existiert, der von einer Tröpfchenwolke umgeben ist, die dessen direkte Beobachtung unterbindet. Aufgrund der dominierenden Mehrfachstreuung sind gesicherte Aussagen über die innere Struktur des Sprays aber nur unter Vorbehalt möglich.

Bei den Untersuchungen von FATH ET AL. [48, 47] wurde bei geringen Einspritzdrücken ( $p_E \leq 30$  MPa) ein intakter flüssiger Strahlkern mit einer Länge von wenigen  $D_{SL}$  gefunden, wobei dessen Länge sowohl bei einer Steigerung des Einspritz- als auch des Gegendrucks abnimmt. Weiterführende Experimente von YON ET AL. [164] geben keine Hinweise auf die Existenz eines intakten Strahlkerns, zeigen aber, dass ein nicht vernachlässigbarer Anteil des Laserlichts das Spray komplett durchdringt. Bei einer Orientierung der Lichtschnitte senkrecht zur Spray-Achse zeigen die Aufnahmen Streulicht, das von schmalen, parallel zur Spray-Achse liegenden Gebieten nahe der Strahloberfläche zu kommen scheint. Diese werden als dünne Kavitations-schläuche gedeutet, deren Länge mit ca.  $85 \mu\text{m}$  abgeschätzt wird. SMALLWOOD und GÜLDER [136] geben eine Übersicht vergleichbarer Untersuchungen an kavitierenden Düsen und kommen zu dem Schluss, dass unter dieseltypischen Bedingungen der Kraftstoff nach Verlassen des Spritzlochs sofort zerstäubt und die Länge eines eventuell vorhandenen intakten flüssigen Strahlkerns höchstens einige Spritzlochdurchmesser beträgt.

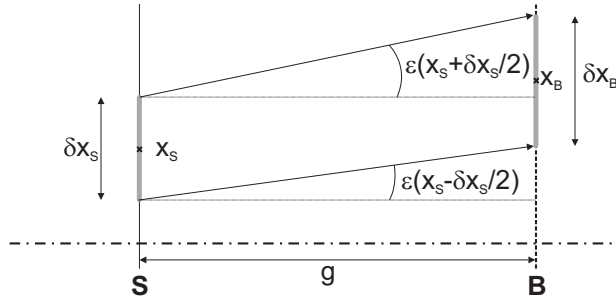
### 3.2.2 Schattenaufnahmen

Im Gegensatz zu Streulichtaufnahmen wird bei Schattenaufnahmen der Sensor der CCD-Kamera direkt beleuchtet, wobei das Spray Teile des Lichts absorbiert oder ablenkt. Beobachtet wird demnach nicht das Spray selbst, sondern dessen Schatten. Ein Vorteil gegenüber Streulichtaufnahmen ist, dass hierfür Beleuchtungsquellen mit wesentlich geringeren Pulsenergien erforderlich sind. Daher werden bei Detailaufnahmen schneller Sprays bevorzugt Schattenaufnahmen eingesetzt. Ein typischer Aufbau zur Aufnahme von Schattenbildern ist in Abbildung 3.1 skizziert.



**Abbildung 3.1:** Linsenbasierter optischer Aufbau für „fokussierte“ Schattenaufnahmen in parallelem Licht (aus [135])

Bestimmte Bereiche des zu beobachtenden Objekts S können Licht teilweise absorbieren oder um einen Winkel  $\varepsilon$  ablenken, so dass der Schatten des Objektes Informationen über dessen Struktur enthält. Im Rahmen der geometrischen Optik befindet sich, wenn paralleles Licht verwendet



**Abbildung 3.2:** Strahlengang bei Schattenaufnahmen (Detail)

wird, in einem *beliebigen* Abstand  $g$  zum Objekt eine Ebene  $B$ , die ein reelles Bild des Schattens enthält, welches durch die zweite Linse und das Objektiv auf einen CCD-Sensor (oder einen Bildschirm) abgebildet wird (Ebene  $B^*$ ). Die vom Sensor registrierte Helligkeit hängt dabei natürlich von der Absorption des Objektes ab. Darüber hinaus führt auch die Ablenkung der Lichtstrahlen im Objekt zu einer Modulation der Helligkeit. Ein Strahl, der um den Winkel  $\varepsilon$  abgelenkt wird, erreicht die Ebene  $B$  nämlich mit einer Verschiebung

$$\Delta x \approx g\varepsilon. \quad (3.4)$$

Ein infinitesimales Gebiet im Objekt an der Position  $x_S$  (s. Abb. 3.2), mit Länge  $\delta x_S$ , wird demnach auf eine Länge

$$\delta x_B = \delta x_S + g [\varepsilon(x_S + \delta x_S/2) - \varepsilon(x_S - \delta x_S/2)] = \delta x_S \left( 1 + g \left. \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right|_{x_S} \right) \quad (3.5)$$

abgebildet, seine relative Helligkeit ändert sich also zu:

$$\frac{I_S(x_S)}{I_B(x_B)} - 1 = g \left. \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right|_{x_S} \quad (3.6)$$

Strahlablenkungen im Testobjekt kommen durch Variationen des Brechungsindex zustande. Da bei einem ausgedehnten Objekt die Ablenkung nach dem Fermat'schen Prinzip [112]

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial z} = \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial x} \quad (3.7)$$

erfolgt, wird aus 3.6 (erweitert auf den allgemeinen, 3-dimensionalen Fall)

$$\frac{I_S}{I_B} - 1 = g \int \frac{1}{n} \left( \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 n}{\partial y^2} \right) dz, \quad (3.8)$$

wonach die Helligkeit im Schattenbild also von der 2. Ableitung des Brechungsindex abhängt. Die Integration in 3.8 kann auf das Gebiet beschränkt werden, indem sich das Objekt befindet, da außerhalb dieses Bereichs der Brechungsindex nicht vom Abstand zur optischen Achse abhängen sollte. Aufgrund der begrenzten Apertur des optischen Aufbaus gibt es darüber hinaus einen maximalen Ablenkungswinkel  $\varepsilon_{max}(x)$ , oberhalb dessen Lichtstrahlen den Detektor nicht mehr erreichen können und die betroffenen Gebiete daher vollständig verdunkelt werden.

Zum Beobachten des düsen nahen Strahlzerfalls bei Dieselsprays, mit typischen Bildausschnitten von wenigen mm Länge oder Breite, wird allerdings meist ein anderer Aufbau verwendet. Da es nämlich keine wirklich punktförmigen Lichtquellen gibt, wird das Bild auf der Bildebene  $B$  nicht scharf abgebildet, sondern verschmiert mit zunehmendem Abstand zum Objekt. Aus diesem

Grund wird das Objektiv so eingestellt, dass das Objekt direkt abgebildet wird, die Ebenen S und B also zusammenfallen und  $g = 0$  ist („Kontakt-Schattenaufnahmen“). Damit verschwindet nach Gl. 3.5 auch die Sensitivität des Aufbaus auf Variationen des Brechungsindex im Objekt – mit Ausnahme der Sonderfälle, bei denen  $\varepsilon_{max}$  überschritten wird, wie sie z.B. bei sehr starken Änderungen des Brechungsindex vorkommen.

**Schattenaufnahmen des Primärzerfallsbereichs von Dieselsprays** Schattenaufnahmen werden sehr häufig – auch im Rahmen dieser Arbeit – als Ergänzung zu weiterführenden Messtechniken (s. 3.2.3-3.5) verwendet. Sie geben einen raschen Überblick über einige Eigenschaften der Sprays und können bei der Interpretation weiterer Ergebnisse sehr hilfreich sein.

Zahlreiche Studien über die Eigenschaften von Dieselsprays benutzen aber auch Schattenaufnahmen als Haupt-Messtechnik. Zum Beispiel ist mit Hilfe eines „Ausgleichsfensters“<sup>3</sup> eine gleichzeitige Beobachtung der Strömung innerhalb transparenter Düsenmodelle<sup>4</sup> und des Freistrahls möglich. Die Schattenbilder zeigen im Wesentlichen gewölbte Phasengrenzen – d.h. Kavitationsgebiete in der Innenströmung, Tröpfchen- und Sprayoberflächen außerhalb der Düse. Aber auch kleinere Variationen des Brechungsindex, hervorgerufen etwa durch Temperaturgradienten in der flüssigen Phase oder Variationen der Dichte in der gasförmigen Phase, können in günstigen Fällen noch auf den Bildern erkannt werden. Der Einfluss der Kavitation auf den düsennahen Strahlzerfall ist mit solchen Techniken ausführlich untersucht worden, etwa von BADOCK, BUSCH und WALTHER [12, 28, 155] an seriennahen Düsen, von SOTERIOU ET AL. [139] und LAOONUAL ET AL. [83] an vergrößerten Modellen. Ob die zerstäubungsfördernde Wirkung der Kavitation jedoch hauptsächlich auf die Implosion von Kavitationsblasen an der Oberfläche des Freistrahls, wie im Modell von BAUMGARTEN [13] angenommen, oder auf die erhöhte Turbulenz innerhalb kavitationsbehafteter Strömungen zurückzuführen ist, bleibt jedoch weiterhin unklar.

Aufgrund der geringen Energien, die für die Beleuchtung ausreichend sind, eignen sich Schattenaufnahmen sehr gut für die Untersuchung des transienten Verhaltens von Dieselsprays im Primärzerfallsbereich. Experimente von SCHUGGER ET AL. [132, 129] zeigen, dass zu Beginn der Einspritzung, wo der engste Strömungsquerschnitt sich im Nadelsitzbereich befindet, der Kegelwinkel des düsennahen Sprays starken Schwankungen unterworfen sein kann. Dabei handelt es sich nicht nur um Schuss-zu-Schuss Variationen, sondern um schnelle Änderungen des Kegelwinkels während des Beginns einer *einzelnen* Einspritzung. Zusätzlich zeigt sich, dass der Mikro-Kegelwinkel zu Beginn und am Ende der Einspritzung größer ist als in quasistationären Bereichen der Einspritzung bei großen Nadelhuben [19].

Zahlreiche Autoren haben im Düsennahbereich „wellenartige Strukturen“ in den Aufnahmen identifiziert. Am eingehendsten wurde dieses Phänomen von BLAISOT ET AL. [18] untersucht, die hierfür in jeder Aufnahme drei verschiedene Gebiete unterscheiden (dichter „flüssiger“ Kern, umgebendes Gas und ein disperses Übergangsgebiet, welches Tröpfchen und Ligamente enthält). Aus den Wahrscheinlichkeiten, an gegebener Stelle im Primärzerfallsbereich eine der drei „Phasen“ vorzufinden, können unter gewissen Bedingungen charakteristische Längenskalen (im Bereich von  $\sim 20 \mu\text{m}$ ) identifiziert werden.

<sup>3</sup>Die Länge des optischen Weges zwischen Objekt und Kamera muss für Innenströmung und Spray gleich sein, damit beide scharf abgebildet werden können. Da sich die Strömung innerhalb eines transparenten Körpers, meist Acryl- oder Quarzglas, jeweils mit  $(n - 1) \approx 0$  bewegt, ist außerhalb der Düse ein planes Ausgleichsfenster nötig, das aus dem gleichen Material wie die Düsen bestehen und dessen Dicke exakt dem Abstand zwischen Strömung und Oberfläche des transparenten Materials entsprechen sollte. Das Ausgleichsfenster kann allerdings auch Bildfehler verursachen [12].

<sup>4</sup>Für die Beobachtung von Strömungen innerhalb gekrümmter Düsen ist es erforderlich, Fluide mit sehr ähnlichem Brechungsindex wie das transparente Material zu verwenden, da ansonsten durch Brechung und Totalreflexion die Grenzen zwischen Düsenmaterial und Flüssigkeit dunkel erscheinen.

### 3.2.3 Particle Image Velocimetry

Das Grundprinzip der Particle Image Velocimetry (PIV) besteht darin, die Strömung mit Partikeln (den sogenannten „Tracern“) zu dotieren und in rascher Folge zwei photographische Aufnahmen der Strömung durchzuführen. Anschließend wird der von den Partikeln zurückgelegte Weg  $\Delta \vec{r}$  bestimmt, woraus sich in Verbindung mit dem bekannten zeitlichen Abstand  $\Delta t$  zwischen den Aufnahmen die Geschwindigkeit  $\vec{v} = \Delta \vec{r} / \Delta t$  der Partikel bestimmen lässt.

Da die Zahl der Partikel auf den Bildern in den meisten Fällen so hoch ist, dass eine Verfolgung der einzelnen Tracer (Particle Tracking Velocimetry, PTV) mit zu hohem Aufwand verbunden wäre, werden die Aufnahmen in Interrogationsfenster (kleine zusammengehörende Bildbereiche, in denen jeweils einige Partikel zu sehen sein sollten) unterteilt, für die jeweils der mittlere Partikelabstand mittels eines auf Kreuzkorrelationen basierenden Algorithmus ermittelt wird. Bei 3-dimensionalen Strömungen sollte die Beleuchtung mittels schmaler Laserlichtschnitte erfolgen, die senkrecht zur Beobachtungsrichtung und parallel zur Hauptströmungsrichtung orientiert sind. Damit wird gewährleistet, dass nur die Geschwindigkeit derjenigen Partikel bestimmt wird, die sich innerhalb der Ebene des Lichtschnitts bewegen. Auf diese Weise erhält man einen zweidimensionalen Schnitt durch das Geschwindigkeitsfeld.

In geringer bis mittlerer Entfernung vom Spritzloch-Austritt kann man beim Dieselspray drei verschiedene „Phasen“ unterscheiden, einen dichten, überwiegend aus flüssigem Kraftstoff bestehenden Schaum in der Nähe der Spray-Achse, Tröpfchen und Ligamente, die sich vom dichten Spraykern lösen oder bereits gelöst haben und die umgebende Atmosphäre, die durch Wechselwirkung mit dem sich ausbreitenden Spray in Bewegung gesetzt wird.

Die Geschwindigkeit der Gasphase kann mittels PIV bestimmt werden, wenn der umgebenden Atmosphäre Tracer-Partikel mit gutem Folgeverhalten zugegeben werden. Aufgrund der hohen Geschwindigkeiten der Dieselsprays ist nämlich zu erwarten, dass in der Strömung des umgebenden Gases hohe Beschleunigungen auftreten und sich hohe Geschwindigkeitsgradienten ausbilden. Partikel mit zu hoher Trägheit können diesen Beschleunigungen nicht folgen, ihre Geschwindigkeit ist daher nicht identisch mit der Gasgeschwindigkeit.

Ein wesentliches Problem beim Dotieren der Atmosphäre mit Partikeln besteht darin, dass an der Sprayoberfläche sich ständig Tröpfchen vom Strahlkern lösen und nach außen getragen werden. Bei ihrer Entstehung übernehmen diese Tröpfchen die Geschwindigkeit des Spraygebiets, von dem sie sich lösen. Ihre Geschwindigkeit ist demnach nicht identisch mit der Geschwindigkeit des umgebenden Gases; bei jedem einzelnen Tropfen ist a priori völlig unklar, wie lange es schon der Abbremsung durch die umgebende Atmosphäre ausgesetzt war.

Wenn daher Geschwindigkeitsmessungen in der Nähe des dichten Sprays durchgeführt werden sollen, ist ein Verfahren erforderlich, mit dem diese Tröpfchen von den Tracern unterschieden werden können, die der Strömung zugesetzt wurden. Nach ROTTENKOLBER ET AL. [120, 121] und ARBEAU ET AL. [8, 9] ermöglicht die Dotierung der Gasphase mit fluoreszierenden Teilchen zuverlässige Geschwindigkeitsmessungen in der Gasphase. Im Idealfall wird das Streulicht spektral getrennt und mit zwei verschiedenen Kameras aufgezeichnet, so dass die Geschwindigkeiten der Tracer (Gasphase, Fluoreszenz) und der Tröpfchen (Flüssigkeit, Streulicht) separat ermittelt werden kann. Aber auch wenn nur eine Kamera zur Verfügung steht ist es möglich, die Signale voneinander zu unterscheiden. Wenn nämlich optische Filter verwendet werden, die nur einen geringen Anteil des Streulichts von den Kraftstoff-Tröpfchen (dessen Intensität um mehrere Größenordnungen höher ist als die der Fluoreszenz) durchlassen, können beide Phasen gleichzeitig beobachtet werden. Zur Trennung der Signale kann eine Farbkamera eingesetzt werden. Darüber hinaus kann versucht werden, anhand der folgenden Ansätze die Beiträge der

unterschiedlichen Phasen entweder in den Bildern selbst oder in deren Korrelationsfunktionen zu unterscheiden:

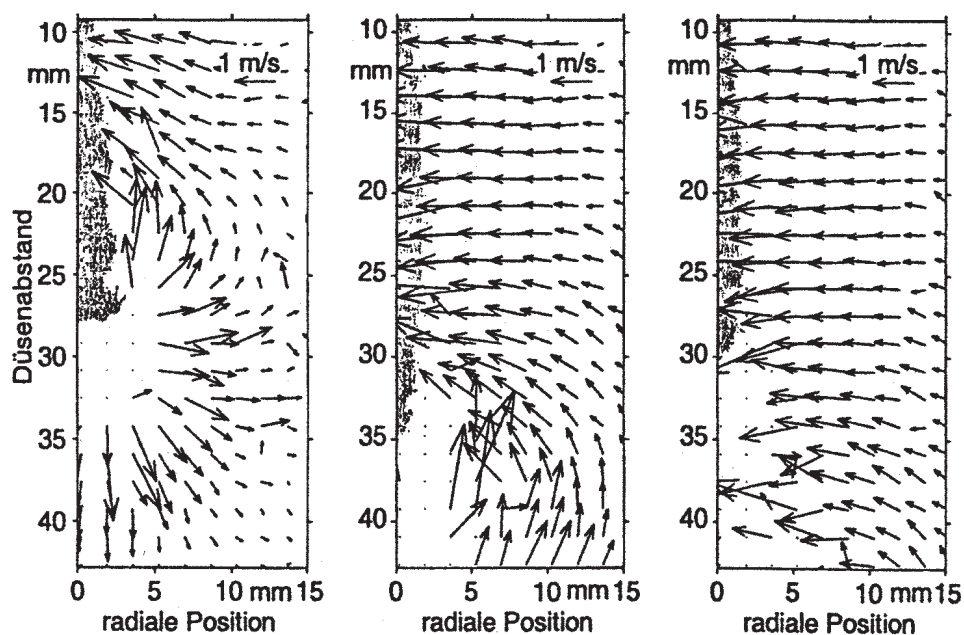
- Einteilung der Bilder in Gebiete, die dem Spray oder der Gasphase zugeordnet werden. In den Grenzgebieten ist dabei keine eindeutige Zuordnung möglich, so dass dort weiterführende Verfahren angewendet werden müssen ([54]).
- Die Grauwert-Histogramme der Gebiete mit dominierendem elastischen Streulicht (Tröpfchen) unterscheiden sich von denen der Gebiete, auf denen ausschließlich Fluoreszenz zu sehen ist. Aus der unterschiedlichen Helligkeit von Tröpfchen und Tracern ergeben sich unterschiedliche Höhen der (nicht normierten) Korrelationspeaks.
- Bei ausreichender Differenz der Geschwindigkeiten der beiden Phasen entstehen zwei unterscheidbare Korrelationspeaks (s. auch [158]).
- Die Breite des Korrelationspeaks, der den Tracerpartikeln zuzuordnen ist, unterscheidet sich von der Breite des Korrelationspeaks der Tröpfchen, da die Tracer im Gegensatz zu den Tröpfchen nur eine Größenklasse haben sollten.

Keines dieser Verfahren ist jedoch universell einsetzbar. Die Untersuchungen von ROTTENKOLBER ET AL. beziehen sich auf den Sekundärzerfallsbereich von Sprays, wie sie bei der Benzin-Direkteinspritzung vorkommen. Aufgrund ihrer höheren optischen Dichte und Geschwindigkeit dürfte eine Übertragung dieser Verfahren auf die Diesel-Direkteinspritzung nicht trivial sein.

Auch an Dieselsprays sind bereits PIV-Messungen durchgeführt worden, die sich allerdings auf die Messung der Geschwindigkeit der Gasphase beschränken. Durch den Einsatz fluoreszierender Tracer können Signale in sehr geringer Entfernung zum dichten Kraftstoffspray ausgewertet werden [8], eine gleichzeitige Messung der Geschwindigkeit beider Phasen ist bisher jedoch noch nicht gelungen. Experimente von STAUDT & MEINGAST [142] zeigen z.B., dass unter verdampfenden Bedingungen das Gas am Anfang der Einspritzung von der Strahlspitze verdrängt wird und sich stromaufwärts eine Rezirkulationszone bildet, wo Gas in das Spray eingetragen wird (s. Abbildung 3.3). Die Gasgeschwindigkeit liegt im Bereich weniger m/s und ist damit deutlich geringer als die Geschwindigkeit der Strahlspitze, für die unter ähnlichen Bedingungen, in einem Abstand von ca. 10 mm zum Spritzlochaustritt, Werte im Bereich von ca. 50 m/s [19] bis 150 m/s [105] gefunden wurden.

Die Gasgeschwindigkeiten im düsennahen Bereich bewegen sich in ähnlicher Größenordnung wie die Geschwindigkeiten im Sekundärzerfallsbereich. Aufgrund der höheren Anforderungen an die Aufnahme-Optik sind im Primärzerfallsbereich bisher ausschließlich PIV-Messungen unter atmosphärischen Bedingungen durchgeführt worden [132, 131]. Es ist jedoch nicht zu erwarten, dass bei höheren Gasdichten deutliche Unterschiede in den Geschwindigkeitsfeldern auftreten, da im Sekundärzerfallsbereich keine signifikante Abhängigkeit der induzierten Gasgeschwindigkeiten von der Gasdichte festgestellt werden konnte [116] und die geringen Unterschiede sich auf das veränderte Eindringverhalten der Strahlspitze zurückführen lassen.

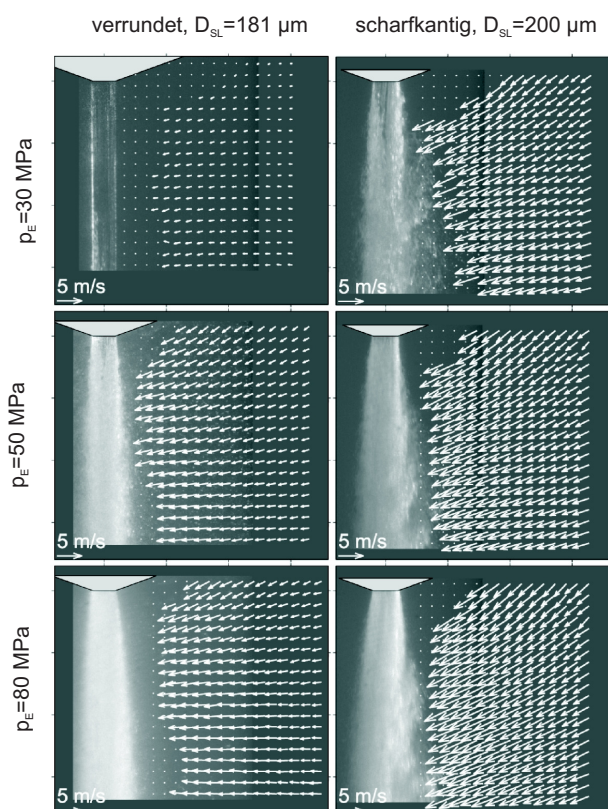
Abbildung 3.4 zeigt Gasgeschwindigkeiten im Primärzerfallsbereich, die 10 m/s nicht überschreiten und damit wesentlich geringer sind als die Strahlspitzengeschwindigkeit oder die Tröpfchengeschwindigkeit (s. z.B. [90]). Der stärkere Strahlauflauf der scharfkantigen Düse führt zu einem höherem Gaseintrag in die Strahlwurzel; durch ihr schnelleres und tieferes Eindringen saugen Sprays von besser verrundeten Düsen allerdings insgesamt mehr Luft ein [29].



**Abbildung 3.3:** Strömungsfeld in der Umgebung eines verdampfenden Sprays einer Einloch-Düse,  $t = 0,6, 1$  und  $1,8$  ms nach Bestromungsbeginn (aus [142]).

Umgebungsbedingungen:  $\rho_G = 21,6 \text{ kg m}^{-3} \text{ N}_2$ ,  $T = 780 \text{ K}$ ,  $p_E = 100 \text{ MPa}$

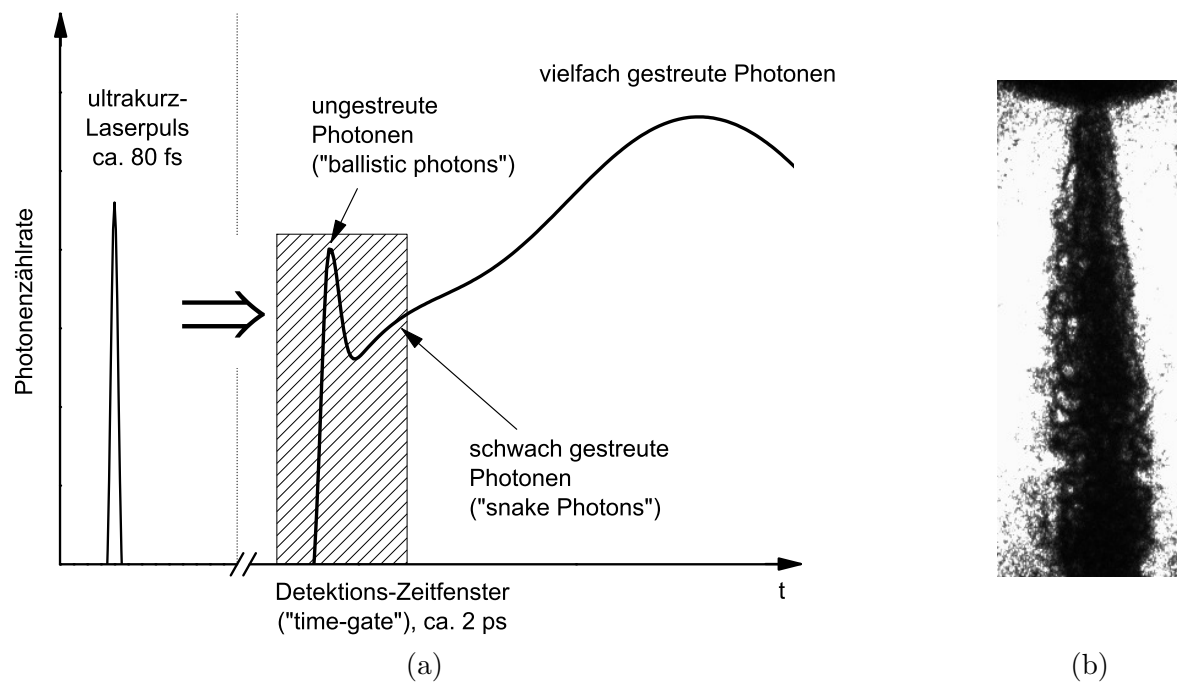
Düse: zylindrische Einloch-Düse,  $D_{SL} = 181 \text{ }\mu\text{m}$



**Abbildung 3.4:** Geschwindigkeitsfeld in der Gasphase um den Primärzerfallsbereich eines Dieselsprays, kombiniert mit Streulicht-Bildern des Sprays, für verschiedene Raildrücke  $p_E$ , atmosphärische Bedingungen ( $p_G = 0,1 \text{ MPa}$ ,  $T \approx 300 \text{ K}$ ). Verwendet wurden verschiedene zylindrische Einloch-Düsen. Die Geschwindigkeitsfelder wurden im quasistationären Bereich um  $t = 2 \text{ ms}$  nach SoE gemessen. (aus [131])

### 3.2.4 Ballistic Imaging

„Ballistic Imaging“ ist eine Weiterentwicklung der Schattenaufnahmen-Technik, die es ermöglicht, Strukturen innerhalb stark streuender Medien aufzulösen, die für konventionelle Schattenaufnahmen optisch undurchdringlich sind. Ein bestimmter geringer Anteil der Photonen (die „ballistischen Photonen“), die dieses Medium durchqueren, wird nicht gestreut und pflanzt sich ungestört fort. Die meisten Photonen, die die Detektionsoptik erreichen, tun dies hingegen, nachdem sie mehrfach an Strukturen innerhalb dieses Mediums gestreut worden sind. Gestreute Photonen müssen eine längere Wegstrecke zurücklegen und brauchen daher mehr Zeit, um das Medium zu durchqueren. Wenn die Beleuchtung mittels ausreichend kurzer Pulse erfolgt, können Anhand der Ankunftszeit ballistische von vielfach gestreuten Photonen unterschieden werden (Abbildung 3.5). Durch Elimination des diffusen, von den vielfach gestreuten Photonen stammenden Hintergrundlichtes aus den Aufnahmen können Strukturen aus dem Inneren des streuenden Mediums erkannt werden.



**Abbildung 3.5:**

- (a) Ankunftszeit der Photonen eines Ultrakurzpuls-Lasers, die ein streuendes Medium durchqueren. „Snake Photons“ werden wenige Male ungefähr in Vorwärtsrichtung gestreut, ihre Flugzeit ist daher nur geringfügig länger als die der ballistischen Photonen.
- (b) Mittels „ballistic imaging“ durchgeführte Abbildung eines Dieselsprays unter atmosphärischen Bedingungen, im quasistationären Bereich der Einspritzung (aus [103]). Am oberen Bildrand erkennt man die Kuppe der verwendeten Einloch-Düse ( $D_{SL} = 155 \mu\text{m}$ ). Die räumliche Auflösung beträgt ca.  $40\text{-}50 \mu\text{m}$ .

Erste Anwendungen von Ballistic Imaging, die im düsen nahen Bereich von Dieselsprays wurden durchgeführt wurden [103], zeigen einen dichten Strahlkern, der deutlich stärker zerklüftet erscheint als bei konventionellen Schattenaufnahmen und an den Rändern flüssigkeitsfreie Taschen aufweist. Die Abstände dieser Gebiete zueinander scheinen regelmäßig zu sein, was auf harmonische Strukturen im Spray hinweist.



### 3.3 Line-of-Sight Methoden

Hierunter versteht man optische Messverfahren, bei denen ein Lichtstrahl durch das Spray geführt und dessen Extinktion (Verluste durch Streuung und Absorption, beschrieben durch das Lambert-Beer-Gesetz in Gl. 3.1) gemessen wird. Line-of-Sight-Methoden liefern daher Informationen, die entlang der optischen Achse integriert werden.

#### 3.3.1 Zwei-Farben-Extinktion

Aus dem Vergleich der Extinktion von zwei verschiedenen Wellenlängen kann, in Verbindung mit bestimmten Annahmen, der mittlere Tropfendurchmesser bestimmt werden. Für eine entlang der optischen Achse homogene Wolke sphärischer Tröpfchen kann Gl. 3.1 nämlich zu

$$\ln\left(\frac{I_0}{I}\right) = N\ell_z \int_0^\infty n(D_{Tr})\sigma_\lambda(D_{Tr}) dD_{Tr} \quad (3.9)$$

umgeschrieben werden, wobei  $\ell_z$  die Länge des Sprays und  $N$  die (effektive) Tröpfchenkonzentration entlang der Beobachtungslinie bezeichnet.  $n(D_{Tr})$  ist die Verteilung der Tropfendurchmesser und  $\sigma(D_{Tr})$  der Wirkungsquerschnitt der Tröpfchen mit Durchmesser  $D_{Tr}$ . Auf der rechten Seite von Gl. 3.9 ist nur  $\sigma_\lambda(D_{Tr})$  wellenlängenabhängig; dessen Verlauf kann anhand der Mie-Theorie berechnet werden [66]. Daher kann unter der Annahme dass  $n(D_{Tr})$  einer Verteilung folgt, die nur von einem Parameter – etwa dem mittleren Sauter-Durchmesser (Sauter Mean Diameter,  $SMD=D_{32}$ )<sup>5</sup> – abhängt, aus dem Verhältnis der Extinktionen bei zwei verschiedenen Wellenlängen dieser Parameter ermittelt werden, da die weiteren Unbekannten  $N_z$  und  $\ell_z$  unabhängig von  $\lambda$  sind.

Durch Vergleich der Extinktion von Laserlicht mit Wellenlängen von  $9.2 \mu\text{m}$  ( $\text{CO}_2$ -Laser) und  $633 \text{ nm}$  (HeNe-Laser) konnten PARKER ET AL. [104] Tröpfchendurchmesser unter atmosphärischen Bedingungen, in dichter Atmosphäre ( $\rho_G = 17.6 \text{ kg m}^{-3}$ , Argon) und bis zum Einsetzen des Rußleuchtens auch in heißer Atmosphäre durchführen. Der Einspritzdruck betrug in allen untersuchten Fällen nur  $p_E = 20 \text{ MPa}$ , da die optische Dichte des Sprays mit steigendem  $p_E$  zunimmt, wodurch die Anwendung der Zwei-Farben-Extinktionstechnik erschwert wird. Entlang der Spray-Achse, in Abständen zwischen  $h = 5$  und  $h = 35 \text{ mm}$  vom SL-Austritt, wo die Messungen durchgeführt wurden, sind unter atmosphärischen Bedingungen SMD zwischen  $5.4$  und  $7.0 \mu\text{m}$  ermittelt worden, wobei die Tröpfchendurchmesser  $35 \text{ mm}$  vom SL-Austritt leicht über denen liegen, die in geringerer Entfernung gemessen wurden. In dichter Atmosphäre konnten die Messungen aufgrund der wesentlich höheren optischen Dichte des Sprays nur am Ende der

<sup>5</sup>Es gibt mehrere Möglichkeiten, einen „mittleren“ Tropfendurchmesser zu definieren. Alle Ansätze sind dabei von der Form

$$(D_{xy})^{x-y} = \frac{\int_0^\infty n(D_{Tr})D_{Tr}^x dD_{Tr}}{\int_0^\infty n(D_{Tr})D_{Tr}^y dD_{Tr}}, \quad (3.10)$$

wobei  $x > y \geq 0$  zwei beliebige positive ganze Zahlen sind. Je nach Wahl von  $x$  und  $y$  ergeben sich unterschiedliche Gewichtungen des mittleren Durchmessers. So ist  $D_{10}$  einfach der arithmetische Mittelwert der einzelnen Tropfendurchmesser, während  $D_{20}$  die Quadratwurzel des mittleren quadratischen Durchmessers ist.  $D_{30}$  entspricht einer Gewichtung mit der Tropfenoberfläche. Sehr häufig wird auch der mittlere Sauter-Durchmesser  $D_{32}$  angegeben. Er ist gleich dem Sechsfachen des Gesamtvolumens geteilt durch die Gesamtoberfläche des Sprays und entspricht daher dem Durchmesser eines sphärischen Tropfens mit exakt dem gleichen Oberfläche-zu-Volumen Verhältnis wie das betrachtete Spray.

Einspritzung durchgeführt werden; hierbei wurden geringere Tröpfchendurchmesser gefunden als unter atmosphärischen Bedingungen - wobei dort keine signifikante Entwicklung des SMD während des Einspritzverlaufs erkannt wurde.

Der Einsatzbereich der Zwei-Farben-Extinktionstechnik wird vorwiegend durch die optische Dichte des Sprays begrenzt. Für  $\lambda = 633 \text{ nm}$  gibt PARKER einen Grenzwert von  $\ln(I_0/I) \lesssim 6$  bzw.  $I/I_0 \gtrsim 1/400$  an, wobei dieser Grenzwert in seinen Untersuchungen oft überschritten wurde und daher zahlreiche Messungen nicht sinnvoll ausgewertet werden konnten.

### 3.3.2 Röntgenaufnahmen von Sprays

Die quantitative Auswertbarkeit der meisten optischen Spray-Diagnostik-Methoden wird, besonders in dichten Sprays, durch Vielfachstreuung des Lichts eingeschränkt. Um den sichtbaren Bereich des elektromagnetischen Spektrums wird die Wechselwirkung zwischen Licht und den eingesetzten Fluiden in der Regel durch Streuung dominiert, während die Absorption des Lichts keine nennenswerte Rolle spielt. Bei wesentlich kürzeren Wellenlängen (etwa im Röntgenbereich) ist der Realteil des komplexen Brechungsindex des Fluids hingegen annähernd 1, so dass solche Strahlen kaum gebrochen werden und die Wechselwirkung fast ausschließlich durch Absorption und zu einem geringen Anteil durch inelastische Streuung (Compton-Effekt) beschrieben werden kann.

Da die Extinktion eines Röntgenstrahls proportional zur Dichte des absorbierenden Mediums ist, kann das Lambert-Beer-Gesetz 3.1 für monochromatische Strahlung zu

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\mu_M \cdot M'_F} \quad (3.11)$$

umgeschrieben werden, wobei  $\mu_M$  der Massenabsorptionskoeffizient ist und  $M'_F$  die Fluidmasse, die sich pro Flächeneinheit entlang des Strahlengangs befindet.  $M'_F$  kann mit Gl. 3.11 aus Messungen der Extinktion bestimmt werden.

An den Argonne National Laboratories werden Untersuchungen zum Verhalten von Diesel- und Benzinsprays durchgeführt, indem die Extinktion monochromatischer Synchrotronstrahlung mit einer Energie von 6 keV gemessen wird. Der Röntgenstrahl wird dabei kollimiert, in dem er nacheinander durch enge, im rechten Winkel zueinander angeordnete Schlitzblenden geführt wird, deren Breiten die räumliche Auflösung festlegen. Die Intensität des transmittierten Röntgenstrahls wird durch eine Avalanche Photodiode zeitlich aufgelöst gemessen. Ein vollständiges zweidimensionales Bild der Massenverteilung während der Einspritzung wird zusammengesetzt, indem die Positionen der Schlitzblenden und der APD bei aufeinanderfolgenden Messungen leicht verschoben wird. Um den geringen Extinktionskoeffizient der im wesentlichen aus Kohlen- und Wasserstoff bestehenden Kraftstoffe zu erhöhen, werden sie mit einem Additiv aus dem Schwermetall Cer dotiert [111].

Die an Dieselsprays durchgeführten Messungen zeigen an der Strahlspitze einen sehr abrupten Übergang zwischen Kraftstoff und umgebender Atmosphäre. Mit zunehmendem Abstand vom Spritzloch-Austritt bildet sich an der Strahlspitze immer deutlicher ein Bereich aus, der eine höhere Absorption aufweist als die übrigen Regionen des Sprays. Die Strahlspitze ist dem aerodynamischen Widerstand der Gasphase ausgesetzt und wird deshalb stärker abgebremst als das nachfolgende Spray, das sich im Windschatten der Strahlspitze bewegt, so dass sich Kraftstoff dort sammelt. In den Regionen hinter der Strahlspitze werden reproduzierbare Fluktuationen

der Dichte beobachtet, die sich im düsennahen Bereich mit einer deutlich höheren Geschwindigkeit zu bewegen scheinen als die Strahlspitze selbst [94].

Die radiale Verteilung der Kraftstoffmasse kann durch eine Gaußverteilung recht gut beschrieben werden, deren Breite linear mit dem Abstand der Messpunkte zum Düsenaustritt ansteigt. Auffällig ist jedoch, dass die Breite dieser Verteilung deutlich geringer ist als die zugehörigen, aus photographischen Aufnahmen des Streulichts ermittelten optischen Kegelwinkel. Die Spraykonturen, die in Streulichtaufnahmen identifiziert werden, bestehen allerdings aus einer Tröpfchenwolke mit nur sehr geringer Dichte. Die wesentlichen Anteile der Kraftstoffmasse sind dagegen in einem schmalen Bereich um die Spray-Achse konzentriert. Innerhalb der untersuchten Bereiche (wenige  $D_{SL}$  nach SL-Austritt) wurden an keiner Stelle im Spray Dichten gefunden, die denen der ungestörten Flüssigkeit entsprechen; wenn es einen intakten flüssigen Kern des Sprays gibt, muss dieser demzufolge fast unmittelbar nach Düsenaustritt zerfallen [109].

Die Absorption der Röntgenstrahlung durch das Gas, in welches der Kraftstoff eingespritzt wird, kann auch bei Verwendung sehr schmaler Druckkammern nicht vernachlässigt werden. Aus diesem Grund ist die Annäherung an Gasdichten, wie sie für die Dieseleinspritzung typisch sind, eine große Herausforderung, und die bisherigen Versuche wurden mehrheitlich unter atmosphärischen Bedingungen oder in 0.1 MPa Schwefelhexafluorid<sup>6</sup>  $\text{SF}_6$  durchgeführt. Allerdings konnten aufgrund der Absorption der Röntgenstrahlung durch das Umgebungsgas Stoßwellen direkt nachgewiesen werden, die entstehen, wenn Kraftstoff mit Überschallgeschwindigkeit eingespritzt wird. Aktuelle Untersuchungen, bei denen Einspritzungen in einer mit Stickstoff befüllten Druckkammer ( $p_G \leq 2$  MPa) durchgeführt wurden, zeigen, dass die Breite der Massenverteilung des Sprays im Gegensatz zu den optisch ermittelten Kegelwinkel durch die höhere Gasdichte kaum beeinflusst wird [34, 89].

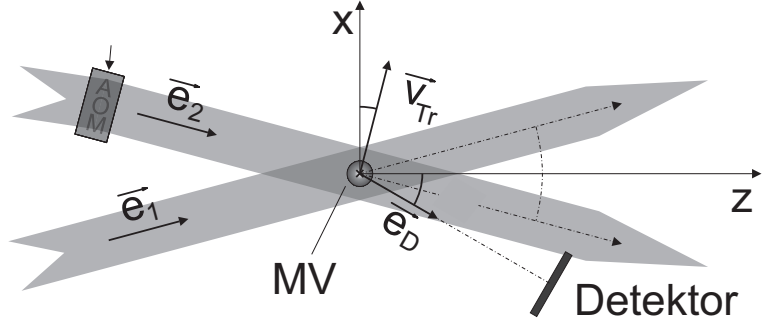
### 3.4 Laser-Doppler-Anemometrie

Wie auch bei der Particle Image Velocimetry werden mit den Laser-Doppler-Verfahren die Geschwindigkeiten in kontinuierlichen Fluiden nicht direkt, sondern indirekt über hinzugegebene Tracer-Teilchen gemessen. Da ein Spray aber bereits aus einer Ansammlung diskreter Tröpfchen besteht, ist eine zusätzliche Partikel-Dotierung nicht notwendig. Abbildung 3.6 zeigt den schematischen Aufbau eines Laser-Doppler (LDA<sup>7</sup>) Systems in der gebräuchlichen Konfiguration mit zwei einfallenden Laserstrahlen (Indizes  $i = 1, 2$ ) [4]. Der Bereich, in dem die Laserstrahlen (Frequenzen:  $\nu_1, \nu_2$ ) sich kreuzen, wird als Messvolumen (MV) bezeichnet. Die Frequenz des Lichts, das von Tracer-Partikeln gestreut wird, die sich mit der Geschwindigkeit  $\vec{v}_{Tr}$  durch das Messvolumen bewegen, ist aufgrund des Doppler-Effektes gegenüber den Frequenzen der Laser verschoben. Zuerst sieht der Tracer in seinem eigenen Koordinatensystem einfallendes Licht der Frequenz  $\nu_{Tr,i} = \nu_i(1 - \vec{e}_i \cdot \vec{v}_{Tr}/c)$  ( $v_{Tr} \ll c$ , wobei  $c$  die Lichtgeschwindigkeit im Medium ist). Da der Tracer sich mit der Geschwindigkeit  $\vec{v}_{Tr} \cdot \vec{e}_D$  dem Detektor nähert, kommt es zu einer zweiten Doppler-Verschiebung. Das vom Detektor nachgewiesene Streulicht hat daher die Frequenz  $\nu_{D,i} = \nu_{Tr,i}(1 + \vec{v}_{Tr} \cdot \vec{e}_D/c)$ . Die Frequenzverschiebung enthält bereits die zur Bestimmung der Tracer-Geschwindigkeit notwendige Information, deren direkte Messung ist allerdings aufgrund der hohen Frequenz des Laserlichts sehr schwierig.

<sup>6</sup>Da keine Druckdifferenz besteht, kann die Einspritzung in einer sehr schmalen Kammer mit dünnen Fenstern stattfinden, die Weglänge innerhalb des Gases entsprechend kurz bleiben. Die Dichte von 0.1 MPa  $\text{SF}_6$  beträgt bei Raumtemperatur  $\rho_G \approx 6 \text{ kg m}^{-3}$ , die Schallgeschwindigkeit aufgrund der hohen molaren Masse nur 137 m/s.

<sup>7</sup>Die Bezeichnung Laser-Doppler-Anemometrie hat sich etabliert, obwohl sie streng genommen inkorrekt ist, da keine Wind- oder Luftgeschwindigkeiten, sondern Partikelgeschwindigkeiten gemessen werden und darüber hinaus

**Abbildung 3.6:** Schematischer Aufbau eines LDA-Systems. Die Einheitsvektoren  $\vec{e}_1$ ,  $\vec{e}_2$  geben die Ausbreitungsrichtungen der Laserstrahlen an, der Einheitsvektor  $\vec{e}_D$  zeigt vom Messvolumen zum Detektor. In den meisten Anwendungen zeigt  $\vec{e}_D$  in  $z$ -Richtung, da in dieser Richtung das meiste Licht gestreut wird.



Wesentlich einfacher ist die Bestimmung der Differenzfrequenz zwischen zwei Signalen mit ähnlicher Grundfrequenz. Aufgrund der unterschiedlichen Richtungen der Laserstrahlen kommt es zu verschiedenen Doppler-Verschiebungen:

$$\nu_{D,1} = \nu_1 \left[ 1 - \frac{(\vec{e}_1 - \vec{e}_D) \cdot \vec{v}_{Tr}}{c} \right] \quad (3.12)$$

$$\nu_{D,2} = \nu_2 \left[ 1 - \frac{(\vec{e}_2 - \vec{e}_D) \cdot \vec{v}_{Tr}}{c} \right] \quad (3.13)$$

Die Überlagerung der beiden Laserstrahlen im Detektor führt zu einem Signal mit der Trägerfrequenz  $(\nu_{D,1} + \nu_{D,2})/2$ , die nicht aufgelöst werden kann, aber mit der Schwebungsfrequenz  $|\nu_{D,2} - \nu_{D,1}|$  moduliert ist. Die Differenzfrequenz ist hierbei:

$$\begin{aligned} \Delta\nu = \nu_{D,2} - \nu_{D,1} = (\nu_2 - \nu_1) &+ \frac{\nu_1}{c} \vec{v}_{Tr} \cdot (\vec{e}_1 - \vec{e}_D + \vec{e}_D - \vec{e}_2) \\ &+ \frac{\nu_1 - \nu_2}{c} \vec{v}_{Tr} \cdot (\vec{e}_2 - \vec{e}_D) \Big\} \approx 0 \end{aligned} \quad (3.14)$$

Der dritte Term kann gegenüber dem mittleren vernachlässigt werden. Die Differenzfrequenz ist (in dieser Konfiguration) daher unabhängig von der Position des Detektors. Da die beiden Laserstrahlen kohärent sein müssen, werden sie meist durch Teilung eines ursprünglichen Strahls erzeugt. Dann ist  $\nu_1 = \nu_2$  und nur der mittlere Term aus Gleichung 3.14 bleibt übrig. Die Differenzfrequenz ist direkt proportional zur Geschwindigkeitskomponente in  $x$ -Richtung des Tracers:

$$\Delta\nu = (v_{Tr} \cos \alpha) \frac{2 \sin \theta/2}{\lambda} \quad (3.15)$$

$\lambda = c/\nu$  ist hierbei die Wellenlänge des Laserlichts. Die Frequenzanalyse der Signalausschläge, die beim Durchgang eines Partikels durch das Messvolumen entstehen, führt zur gesuchten Geschwindigkeit des Teilchens.

Das Messprinzip der LDA kann für sehr kleine Partikel auch durch das leicht verständliche Interferenzstreifen-Modell illustriert werden: Im Messvolumen überlagern sich zwei (ebene) Wellen mit der Wellenlänge  $\lambda$ . Dadurch entsteht ein Interferenzgitter, in dem sich entlang der  $x$ -Richtung ein Streifenmuster bildet, in dem sich helle und dunkle Gebiete abwechseln. Die Gitterperiode (Abstand zwischen zwei Maxima) ist  $\Delta x = \lambda/(2 \sin \theta/2)$ . Partikel, deren Durchmesser

auch der Einsatz in strömenden Flüssigkeiten und Sprays möglich ist.

klein gegenüber dem Streifenabstand ist und sich durch das Interferenzmuster bewegen, streuen viel Licht, wenn sie sich gerade in einem lokalen Intensitätsmaximum befinden und wenig, wenn sie sich in einem lokalen Minimum aufhalten. Die Zeit, die das Partikel benötigt, um von einem Maximum zum nächsten zu kommen, ist  $T = \Delta x / (v_{Tr} \cos \alpha)$ , die Intensität des Streulichts daher mit der Frequenz  $1/T = 2(v_{Tr} \cos \alpha) \sin(\theta/2)/\lambda$  moduliert, entsprechend dem Ergebnis 3.15. Diese Betrachtungsweise ist allerdings nur für sehr kleine Partikel gültig. Der in der Praxis viel häufiger anzutreffende Fall, bei dem der Durchmesser der Teilchen in der gleichen Größenordnung wie der Streifenabstand liegt, kann mit diesem Modell nicht in befriedigender Weise beschrieben werden. Der auf dem Doppler-Effekt basierende Ansatz (Gl. 3.15) zeigt jedoch, dass die Modulationsfrequenz unabhängig von der Partikelgröße ist.

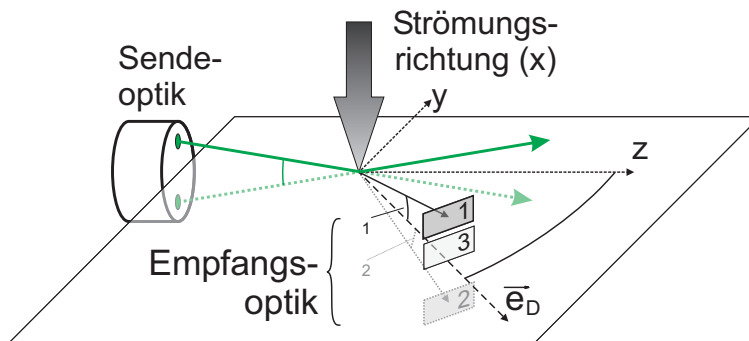
Da positive und negative Frequenzen nicht voneinander unterschieden werden können, kann mit dem beschriebenen Aufbau nur der Betrag, nicht aber die Richtung der Geschwindigkeitskomponente in  $x$ -Richtung ermittelt werden. Diese fehlende Eindeutigkeit resultiert aus der Verwendung von Laserstrahlen gleicher Frequenz (Gl. 3.14), wodurch ein stationäres Interferenzgitter entsteht. Häufig wird daher die Frequenz von einem der einfallenden Strahlen mittels eines im Strahlengang positionierten Akusto-optischen-Modulators [161] (AOM, s. Abb. 3.6) um dessen Anregungsfrequenz  $\Omega$  (typisch:  $\pm 40$ -100 MHz) verschoben. 3.14 vereinfacht sich dann zu

$$\Delta\nu = \Omega + (v_{Tr} \cos \alpha) \frac{2 \sin \theta/2}{\lambda} \quad (3.16)$$

und die Geschwindigkeit ergibt sich aus der Differenz der gemessenen und der anregenden Frequenz  $\Omega$ . Das Interferenzmuster im Messvolumen ist nicht mehr stationär, sondern bewegt sich, und es kann daher zwischen Tracern, die sich in gleicher oder entgegengesetzter Richtung bewegen unterschieden werden.

### 3.4.1 Phasen-Doppler-Anemometrie

Die Phasen-Doppler-Technik (PDA) ist eine Weiterentwicklung der im vorherigen Abschnitt beschriebenen Laser-Doppler-Technik. Sie erlaubt neben der Bestimmung der Partikelgeschwindigkeit auch die Identifizierung räumlicher Strukturen, etwa dem Durchmesser (homogener) sphärischer Tröpfchen. In der Standard-Konfiguration nach DURST & ZARÉ [45] werden zwei Detektoren verwendet (Abbildung 3.7), die sich nicht notwendigerweise in der Ebene der einfallenden Laserstrahlen befinden, aber symmetrisch zur Streuebene ( $yz$  in Abb. 3.7,  $|\epsilon_1| = |\epsilon_2|$ ) positioniert werden.



**Abbildung 3.7:** Schematischer Aufbau eines Phasen-Doppler Systems zur Messung der Geschwindigkeitskomponente in  $x$ -Richtung. Der dritte Detektor ist optional und kann zur Validierung der Messdaten verwendet werden (Abschnitt 3.4.2).

Das Licht, das von ausgedehnten Partikeln gestreut wird und die Detektoren erreicht, stammt von bestimmten Punkten an der Tröpfchenoberfläche, den Brennpunkten („glare points“).

Räumlich voneinander getrennte Detektoren sehen das Licht *verschiedener* Brennpunkte, der im Tröpfchen zurückgelegte Weg ist demnach auch unterschiedlich. Hieraus ergeben sich unterschiedliche Phasen (Verschiebung durch Unterschiede in den innerhalb und außerhalb des Partikels zurückgelegten Weglängen) zwischen den Signalen der Detektoren, aus denen innerhalb gewisser Grenzen (bei sehr kleinen Partikeln ist der Phasenunterschied zu klein für eine sinnvolle Auswertung; Phasen können nur Modulo  $2\pi$  bestimmt werden) der Durchmesser des Teilchens berechnet werden kann. Wird das Messvolumen als Interferenzgitter interpretiert, kann vereinfacht angenommen werden, dass die lokale Intensität an den Punkten, von denen das detektierte Licht ausgeht, unterschiedlich ist und der Abstand dieser Punkte mit dem Partikeldurchmesser zunimmt. Durch die Bewegung des Partikels bzw. des Gitters durchlaufen die Brennpunkte die hellen und dunklen Streifen. Hieraus ergibt sich die beobachtete Phasendifferenz; für gegebene Streuwinkel lässt sich hieraus der Durchmesser ermitteln.

### 3.4.2 Anwendung von LDA und PDA in dichten Sprays

Unter den quantitativen Messtechniken ist die Phasen-Doppler-Technik die am weitesten verbreitete Methode zur Charakterisierung von Spray-Eigenschaften. Sie hat sich aufgrund ihrer Fähigkeit, zu jedem (im Messvolumen) detektierten Tröpfchen dessen wichtigste Kenngrößen – Durchmesser  $D_{Tr}$  und Geschwindigkeit  $v_{Tr}$  – zuzuordnen als Standard etabliert und wird auch im Bereich der Dieseleinspritzung häufig eingesetzt. Aufgrund der schwierigen experimentellen Zugänglichkeit von Dieselsprays (hohe Tropfendichte und damit hohe optische Dichte, s. Kapitel 2) sind hierbei jedoch einige Einschränkungen zu beachten:

- Eine korrekte Auswertung der Streulicht-Pulse („bursts“) ist nur möglich, wenn diese von einem einzigen Partikel erzeugt werden. In der Praxis hat dies zur Folge, dass die mittlere Zahl der Tröpfchen im Detektionsvolumen (DV)<sup>8</sup>  $\bar{N}_p \lesssim 0.1$  sein sollte [36]. Prinzipiell lässt sich  $\bar{N}_p$  zwar verkleinern, in dem die Größe des Messvolumens durch Fokussieren der Laserstrahlen reduziert wird. Dabei dürfen die Strahltaillen jedoch nicht kleiner werden als die größten Tröpfchen im Spray, da die Beziehungen zwischen Phasenverschiebung und Tropfenradius nur für ebene Wellen stimmen [4].
- In dichten Sprays sind häufig nichtsphärische Tröpfchen oder Ligamente anzutreffen. Eine korrekte Ermittlung des „Durchmessers“ ist jedoch nur für runde, homogene Tropfen möglich.
- Sekundärstreuung, etwa an Tröpfchen außerhalb des Detektionsvolumens, vermindert das Signal-Rausch-Verhältnis. Desweiteren kann auch an (benetzten, dreckigen und/oder beschädigten) Fenstern, Wänden oder optischen Bauteilen Licht gestreut werden und zum Rauschen beitragen. Dieseleinspritzung unter realistischen Bedingungen kann nur innerhalb von Druckbehältern durchgeführt werden, und die Erzeugung kleiner Messvolumen ist meist mit geringen Abständen zwischen MV und Optik verbunden, so dass der letzte Effekt nicht unterschätzt werden darf.
- Tropfen, die sich zwischen Detektionsvolumen und Empfangsoptik aufhalten, können neben einem schlechteren Signal-Rausch-Verhältnis auch eine systematische Verfälschung der ermittelten Tropfendurchmesser zur Folge haben. Der Einfluss solcher Tropfen auf

<sup>8</sup>Das Detektionsvolumen ist das Gebiet, in dem das Zentrum eines Teilchens sich befinden muss, damit Streulicht zu den Detektoren gelangt. Stark vereinfacht kann man das DV als Erweiterung des Messvolumens durch das Teilchen vorstellen, seine Größe ist daher nicht unabhängig von Größe und Form des betrachteten Teilchens.

die Ergebnisse von PDA-Messungen wurde von SULTAN ET AL. experimentell untersucht. Hierzu wurden die eigentlichen Messungen gestört, indem eine optisch dichte Tröpfchenwolke zwischen Messvolumen und Empfänger erzeugt wurde. Im Vergleich zu ungestörten Messungen wurden breitere Durchmesserverteilungen [146] aufgrund größerer Messfehler festgestellt. Darüber hinaus nahm die Detektionsrate der kleineren Tröpfchen stärker ab als die der größeren, wodurch die mittleren Durchmesser in Richtung größerer Werte verschoben wurden [147]. Mittels einer Optimierung der Einstellungen des PDA-Systems konnten die Fehler zwar minimiert werden, aber es ist zu erwarten, dass solche Anpassungen für jede neue Messsituation neu durchgeführt werden müssen und nicht immer zum Erfolg führen.

Wenn ein signifikanter Anteil der Ereignisse entweder auf mehrere sich gleichzeitig im Detektionsvolumen befindende oder nichtsphärische Teilchen zurückzuführen ist, wird ein Validierungsverfahren benötigt, um solche Datenpunkte zu verwerfen. Geeignet sind z.B. „Dual-Mode“-PDA-Systeme mit zwei Detektorpaaren, deren Verbindungslinien senkrecht zueinander stehen. Sie messen zwei unabhängige Werte des Teilchendurchmessers<sup>9</sup>, wobei die Daten bei unzureichender Übereinstimmung der beiden Werte verworfen werden.

Trotz der genannten Einschränkungen werden Dieselsprays häufig mittels PDA untersucht. Es gibt eine Vielzahl von Veröffentlichungen auf diesem Gebiet; anhand einiger repräsentativ ausgesuchter Arbeiten können die wichtigsten Erkenntnisse zusammengefasst werden:

- Die Leistungsfähigkeit eines PDA-Systems für den besonders anspruchsvollen Fall eines Dieselsprays wurde von TROPEA & ARANEO [7] systematisch untersucht. Dabei hat sich herausgestellt, dass die Ergebnisse der Messungen bereits empfindlich auf Systemeinstellungen wie Laserleistung, Verstärkung der Photomultiplier oder Validierungsschwellen reagiert, da die Systemparameter sich in der Regel unterschiedlich auf die Validierungswahrscheinlichkeit von Tropfen verschiedener Größe oder Geschwindigkeit auswirken. Zum Beispiel hilft eine hohe Laserleistung bei der Detektion kleiner, nur wenig Licht streuenden Tröpfchen, während das Streulicht größerer Tropfen dabei so intensiv werden kann, dass die Photomultiplier-Signale sättigen. Dies kann einen spürbaren Rückgang der gemessenen mittleren Tropfendurchmesser zur Folge haben.

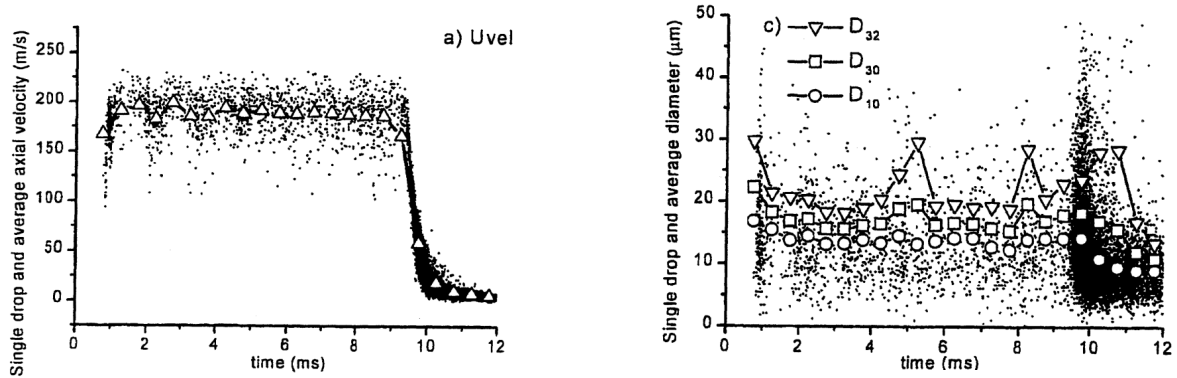
Die Empfindlichkeit der Phasen-Doppler Technik auf hohe Tropfenkonzentrationen im Spray wurde auch bei optimalen Einstellungen noch beobachtet. Charakteristisch hierfür sind eine (zu) geringe Zahl an validierten Ereignissen (Tröpfchen) im dichten Spray, verbunden mit einer höheren Datenrate in Bereichen, an denen geringere Tropfenkonzentrationen zu erwarten sind, etwa den Randbereichen oder der Nachlauf des Hauptsprays (Tröpfchen, die sich noch durch das Messvolumen bewegen, *nachdem* der Hauptteil des Sprays es schon passiert hat).

Beim untersuchten Betriebspunkt (Abbildung 3.8) wurde festgestellt, dass sich in der Mitte des Sprays größere und schnellere ( $v \sim 200$  m/s bei  $p_E = 30$  MPa) Tröpfchen befinden als am Rand. Insgesamt konnte aber offensichtlich nur ein geringer Anteil der tatsächlich existierenden Tröpfchen registriert werden, da

- die Datenrate in der Mitte des Sprays geringer ist als in dessen Randbereichen;

---

<sup>9</sup> Gemessen werden die Krümmungen der Oberfläche des Tröpfchens entlang der Verbindungslinien.



**Abbildung 3.8:** PDA-Messungen einer 1-Loch-Vorausdüse [7],  $p_E = 30$  MPa,  $p_G = 0.1$  MPa, die Messvolumen befinden sich auf der Sprayachse, in 50 mm Abstand zur Düse. Links sind die Tropfengeschwindigkeiten, rechts die Durchmesser dargestellt, jeweils mit entsprechenden Mittelwerten. Dabei repräsentiert jeder Punkt ein *validiertes* Tröpfchen.

- während der Haupteinspritzung die Axialgeschwindigkeit hoch und die Datenrate im Vergleich zu den Werten der Strahlschlepe niedrig ist.

Am Ende der Einspritzung ( $t \gtrsim 9.5$  ms) bricht der Druck am Spritzlocheinlauf zusammen, wodurch die Tröpfchengeschwindigkeit abnimmt. Die mittleren Durchmesser sind etwas geringer als während der Haupteinspritzung. Die plausibelste Erklärung hierfür ist, dass die größeren Tropfen weniger stark abgebremst werden und den Messbereich schnell verlassen.

- Untersuchungen von YON [163], die unter atmosphärischen Bedingungen und moderaten Einspritzdrücken von 20 bzw. 60 MPa durchgeführt wurden, haben gezeigt, dass trotz sehr kleiner Messvolumen in achsennahen Bereichen des Sprays keine zuverlässigen PDA-Messungen möglich sind. Insbesondere bei  $p_E = 60$  MPa konnten auch in 60 mm Abstand vom Spritzloch nur *nach* Durchgang des dichten Strahls ausreichend Tröpfchen validiert werden.

Neben der PDA kam auch ein speziell entwickeltes Bildverarbeitungsverfahren (für Schattenaufnahmen) zur Identifikation und Charakterisierung einzelner Tröpfchen zum Einsatz. Die Übereinstimmung zwischen den Messtechniken ist nur befriedigend; zwischen den Durchmesserverteilungen sind deutliche Unterschiede zu erkennen. In den sehr dichten Gebieten des Sprays scheint die bildgebende Methode deutlich robuster als PDA zu sein: die Rate der validierten Tröpfchen ist höher, und die gemessenen Größenverteilungen zeigen weniger Diskontinuitäten. Insgesamt hat sich dabei herausgestellt, dass die dichten, achsennahen Bereiche mehr große Tropfen enthalten als die diffuseren achsenfernen Gebiete.

- DI STASIO ET AL. [40] berichten von PDA-Messungen, die unter ähnlichen Bedingungen wie die Experimente YONS durchgeführt wurden. Erneut zeigt sich, dass auf der Sprayachse keine Messungen durchführbar sind. Die Autoren weisen darüber hinaus explizit auf die Grenzen der PDA-Technik hin, die nicht in der Lage ist, sehr kleine Tröpfchen ( $D_{Tr} \lesssim 1 \mu\text{m}$ ) korrekt zu charakterisieren. Besonders bei hohen Einspritzdrücken werden aber viele kleine Tröpfchen vermutet, da die mittleren arithmetischen ( $D_{10}$ ) und Sauter



( $D_{32}$ ) Durchmesser mit steigendem  $p_E$  sinken. Die Ergebnisse und deren Interpretation widersprechen z.T. denen YONS: während etwa bei  $p_E = 60$  MPa, 30 mm vom Spritzloch und 3 mm von der Sprayachse übereinstimmend  $D_{32} \sim 8 \mu\text{m}$  (z. Vergleich: direkte Bildauswertung liefert  $D_{32} \sim 7 \mu\text{m}$  [163]) gemessen wird, beobachtet diSTASIO ein Ansteigen der mittleren Durchmesser mit zunehmendem Abstand von der Sprayachse.

Auf der Strahlachse können Tropfendurchmesser und -geschwindigkeit erst in ausreichendem Abstand vom Spritzlochaustritt ( $h \geq 30 - 50$  mm, wobei der minimale Abstand vor allem vom Einspritzdruck und den Umgebungsbedingungen abhängt) akkurat gemessen werden. Die veröffentlichten Werte für  $D_{32}$  liegen in der Regel im Bereich  $10-20 \mu\text{m}$ , wobei die mittleren Durchmesser mit steigendem Einspritzdruck abnehmen. Dieser Effekt ist aber vor allem bei geringen Drücken ( $p_E \sim 20 - 80$  MPa) ausgeprägt [40]; bei höheren Einspritzdrücken kann keine klare Tendenz mehr festgestellt werden. Der Einfluss der Gasdichte auf die düsenferne Tropfengrößenverteilung scheint relativ gering zu sein [144].

Die Interpretation von PDA-Ergebnissen wird in der Regel dadurch erschwert, dass es sich um Punktmessungen handelt und eine komplette Vermessung eines Diesel-Sprays in der Regel nicht möglich ist. Dessen Eigenschaften verändern sich aber stark in Abhängigkeit vom genauen Zeitpunkt und Ort der Messung. Bei einer Gegenüberstellung von mehreren Messreihen ist daher nicht immer direkt ersichtlich, ob Unterschiede auf Veränderungen in den Zerstäubungs- oder den Transportmechanismen zurückzuführen sind.

## 3.5 Sensorbasierte Messverfahren

### 3.5.1 Strahlkraft

Durch Platzierung eines piezoelektrischen Sensors innerhalb des Sprays kann die Kraft gemessen werden, die vom Spray auf die Prallplatte des Sensors ausgeübt wird. Diese sollte dabei annähernd senkrecht zur Hauptströmungsrichtung des Sprays orientiert sein. Der Stapel piezoelektrischer Kristalle, der sich innerhalb des Sensors befindet, verformt sich aufgrund äußerer Kraftwirkung. Die Dehnung oder Stauchung dieser Kristalle führt dazu, dass sich innerhalb des Kristalls ein elektrisches Feld aufbaut, an dessen Elektroden demnach eine elektrische Spannung anliegt, die proportional zur Verformung des Kristalls ist und damit zur Kraft, die auf die Prallplatte ausgeübt wird.

Das Spray kann als Ansammlung von Tröpfchen (mit einer Masse  $m_i$  und einer Geschwindigkeit  $\vec{v}_i$ ) betrachtet werden. Mit der vereinfachenden Annahme, dass die Tröpfchen, die auf die Prallplatte des Sensors fallen, ihren Impuls  $m_i \cdot v_i$  in Hauptströmungsrichtung vollständig auf den Sensor übertragen, ist die während einer infinitesimalen Zeit  $\delta t$  ausgeübte Kraft:

$$\begin{aligned}
 F_h &= \frac{1}{\delta t} \left( \sum_i m_i \cdot v_i \right) \\
 &\approx \frac{1}{\delta t} \left( \sum_i m_i \right) v_{\text{eff}} \\
 &\approx \dot{m} \cdot v_{\text{eff}}
 \end{aligned} \tag{3.17}$$

$\dot{m}$  ist dabei die pro Zeiteinheit auf den Sensor auftreffende Flüssigkeitsmasse, und  $v_{eff}$  die effektive Geschwindigkeit dieser Tropfen. Gl. 3.17 sollte allerdings nur als Richtwert aufgefasst werden, da die genauen Vorgänge beim Auftreffen der Tröpfchen auf der Prallplatte des Sensors nicht bekannt sind. Wenn die Tröpfchen nicht senkrecht zur Hauptströmungsrichtung von der Prallplatte abprallen, sondern zurückreflektiert werden, übertragen sie einen höheren Impuls auf den Sensor, schirmen ihn aber auch gleichzeitig von nachfolgenden Tröpfchen ab. In besonders dichten Sprays, wie sie z.B. im Primärzerfallsbereich bei der Dieseleinspritzung vorkommen, spielen diese Effekte eine wichtige Rolle und erschweren die Interpretation bzw. die quantitative Auswertung der gemessenen Kraftverläufe.

Mit Hilfe von Strahlkraftmessungen kann der Einspritzverlauf sehr detailliert aufgelöst werden [51]. Hierzu muss ein Sensor verwendet werden, dessen Durchmesser wesentlich größer ist als die Ausdehnung des Sprays, und die Messung sollte möglichst düsen nah stattfinden. Am Spritzloch-Austritt (Querschnittsfläche:  $A_{SL}$ ) ist nämlich  $\rho_F \cdot A_{SL} \cdot v_{eff} = \dot{m}$ , so dass die gemessene Kraft  $F_h(t)$  ausschließlich auf den instantanen Durchfluss  $\dot{m}(t)$  zurückgeführt werden kann. Der Proportionalitätsfaktor zwischen  $v_{eff}(t)$  und  $\dot{m}(t)$  kann auch durch die Randbedingung, dass die Integration des Einspritzverlaufs zur gesamten eingespritzten Menge  $m$  führen muss ( $\int \dot{m} dt = m$ ), empirisch bestimmt werden.

Andere Anwendungen der Messungen der Strahlkraft benötigen einen Sensor, der wesentlich kleiner ist als die radiale Ausdehnung des Sprays. Durch Traversierung eines solchen Sensors innerhalb einer normal zur Sprayachse liegenden Ebene oder Kugelfläche können radiale Kraft- oder Impulsprofile ( $P(\vec{r}) = \int F_h(\vec{r}, t) dt$ ) bestimmt werden, die detaillierte Auskunft über das Aufbruchverhalten des Sprays geben. Die Breite der Impulsverteilungen ist dabei geringer als die Spraybreite, die unter gleichen Bedingungen mittels optischen Verfahren (z.B. Streulichtaufnahmen) ermittelt wird. Die Wechselwirkung des Sprays mit der umgebenden Gasatmosphäre lässt sich durch die Abhängigkeit des aufintegrierten Strahlimpulses vom Abstand  $h$  des Sensors zum Spritzlochaustritt charakterisieren [55, 124].

### 3.5.2 Leitfähigkeit des Sprays

Durch Messungen des Ohmschen Widerstands zwischen dem metallischen Düsenkörper und dem Spray sollte es möglich sein festzustellen, ob es eine durchgehende flüssige Verbindung zwischen der Probe und dem Düsenkörper gibt. Ein endlicher Widerstand sollte nämlich nur in diesem Fall gemessen werden. Voraussetzung hierfür ist der Einsatz eines Fluids mit nicht zu hohem spezifischen Widerstand  $\rho_{el}$ , weshalb Diesel mit  $\rho_{el} \sim 10^6 \Omega m$  ungeeignet ist. Es können jedoch „Modellkraftstoffe“ mit hoher spezifischer Leitfähigkeit und ähnlichen mechanischen Eigenschaften verwendet werden.

Der elektrische Widerstand  $R_{el}$  einer flüssigen, zylindersymmetrischen Säule mit Länge  $L$  und über die Höhe  $h$  nicht konstanter Querschnittsfläche  $A(h)$  wird durch

$$R_{el}(L) = \int_0^L \frac{\rho_{el}}{A_{eff}(h)} dh \quad (3.18)$$

$$\Rightarrow A_{eff}(L) = \rho_{el} \left/ \frac{\partial R_{el}}{\partial L} \right. \quad (3.19)$$

gegeben, wobei ein *effektiver Querschnitt*  $A_{eff}(h)$  eingesetzt wird um zu berücksichtigen, dass bei einem zerstäubenden Spray nicht ausschließlich intakte Flüssigkeit vorkommt, sondern ein

teilweise mit Gasgebieten durchsetztes Fluid.

Die Experimente von YULE und SALTERS [165] zeigen, dass die spezifische Leitfähigkeit der dispersen Tröpfchenwolke um das Spray gegenüber der spezifischen Leitfähigkeit von dichtem Spray vernachlässigbar ist und es außerhalb dieses dichten Kernsprays keine nennenswerten elektrischen Querverbindungen gibt. Daher ist es möglich, mittels punkt- oder linienförmiger Elektroden räumlich aufgelöste Messungen des Widerstands durchzuführen.

Unter Diesel-typischen Bedingungen durchgeführte Versuche haben dabei gezeigt, dass bis zu 100 Spritzlochdurchmesser stromabwärts dichtes (d.h. elektrisch leitendes) Spray vorkommt [166]. Es handelt sich dabei jedoch nicht um eine intakte Flüssigkeit, da die Breite dieses Gebiets mit zunehmendem Abstand zum Düsenaustritt größer<sup>10</sup> wird, ihre Dichte daher wegen der Masseerhaltung abnehmen muss. Daraus kann geschlossen werden, dass es sich nicht um ein zusammenhängendes flüssiges Gebiet handelt, sondern um ein dichtes Gemisch aus Gas und Flüssigkeit, in dem dicht zusammengepackte, sich berührende Ligamente eine Verbindung zum Düsenaustritt herstellen.

Die Anwendbarkeit der Messtechnik im Primärzerfallsbereich ist unklar. Räumlich aufgelöste Messungen scheinen dort ausgeschlossen, da „punktförmige“ Elektroden sich nicht bewährt haben und die eingesetzten Drähte eine Dicke im Bereich einiger 100  $\mu\text{m}$  haben. Kalibriermessungen an Sprays im Rayleigh- bzw. ersten windinduzierten Zerfallsbereich [165] liefern Ergebnisse, die mit zunehmender Nähe zur Düse immer schlechter mit den bekannten Eigenschaften dieser Sprays übereinstimmen. Als mögliche Ursachen kommen die zunehmend hohen elektrischen Felder in Elektrodennähe oder eine Beeinflussung des Sprays stromaufwärts von der Elektrode in Frage.

### 3.6 Bilanz: Einsetzbarkeit optischer Messtechniken am Dieselspray

Tabelle 3.1 gibt eine kurze Zusammenfassung über die möglichen Einsatzbereiche der verschiedenen optischen Techniken, die in diesem Abschnitt vorgestellt wurden. Eine Abschätzung des experimentellen Aufwandes bei der Anwendung dieser Methoden ist in der dritten Spalte wiedergegeben, wobei unterschiedliche Faktoren, wie die zur Einstellung des Systems und zur Durchführung der Messungen erforderliche Zeit, die notwendige Qualifikation der Anwender und die Anschaffungs- und Wartungskosten der Messgeräte berücksichtigt wurden.

Die Spalten 4. und 5. geben Auskunft darüber, ob die Technik für Messungen innerhalb einer Druckkammer geeignet oder ob der Einsatz von Seriendüsen problematisch ist. Bei der Entwicklung der Techniken, ersten Messungen oder Veröffentlichungen wird sehr oft auf Einloch-Vorausdüsen und atmosphärische Bedingungen zurückgegriffen, da dies den experimentellen Aufwand meistens erheblich reduziert.

Die sechste Spalte enthält Angaben über typische Messpositionen im Dieselspray. Diese Werte sollten nur als sehr grobe Orientierung angesehen werden. Die optische Dichte eines Dieselsprays variiert während der Einspritzung um mehrere Größenordnungen und hängt sehr stark von der Position im Spray ab. Auch die Umgebungsbedingungen haben einen großen Einfluss. Bei zunehmender optischer Dichte verschiebt sich die Messbarkeitsgrenze zu größeren Abständen von Spritzlochaustritt oder Sprayachse. Schließlich gibt es keine scharf definierte Grenze, oberhalb derer Messungen nicht mehr möglich sind, sondern einen fließenden Übergang. Bevor eine Messtechnik komplett versagt, werden die Messungen schwieriger und aufwendiger, die Fehler

<sup>10</sup>Ein *intakter* flüssiger Strahlkern müsste stromabwärts immer *schmäler* werden, da er durch Abspaltung von Tröpfchen und Ligamenten Masse verliert.

werden größer. Möglicherweise stimmen die Absolutwerte nicht mehr, obwohl relative Vergleiche zwischen verschiedenen Betriebspunkten oder Düsen noch richtige Tendenzen angeben. Mit entsprechendem Aufwand – z.B. mit Hilfe von langen Messzeiten, zahlreichen Wiederholungen, speziellen Auswertungsverfahren oder hochwertigen Messgeräten – kann die Messbarkeitsgrenze in manchen Fällen zu höheren optischen Dichten verschoben werden.

Sinnvoller ist daher ein Vergleich der Messtechniken anhand der Informationen, die in der letzten Spalte enthalten sind. Zwar kann auch hier kein Schwellwert für die optische Dichte angegeben werden, unterhalb dessen die jeweilige Technik vorbehaltlos funktioniert. Dennoch ist  $\tau$  bei solchen Überlegungen der entscheidende Parameter. Grundsätzlich kann festgehalten werden, dass mit einer Technik, die bei hohen optischen Dichten noch gut funktioniert, die Chancen am höchsten sind, im wichtigen Düsennahbereich erfolgreich Messungen durchzuführen. Die Angaben in dieser Spalte basieren sowohl auf einer Übersicht der verfügbaren Literatur als auch auf theoretischen Überlegungen und sind daher belastbarer als die Richtwerte der möglichen Messpositionen in der vorherigen Spalte.

Technik	Messwerte	Aufwand	Druckkammer	Seriendüsen (Diesel, DI)	typische Messorte am Dieselspray (Abstand $h$ zur Düse, $r$ zur Sprayachse)	Grenzen optische Dichte ( $\tau$ )
<b>Streulicht</b>	Kegelwinkel, Eindringverlauf (zeitlich aufgelöst)	gering	Ja	Ja	gesamtes Spray oder Primärzerfallsbereich	keine (qualitative Auswertung bzw. Ermittlung makroskopischer Kerngrößen) geringe $\tau$ (quantitative Auswertung Tropfendurchmesser)
<b>Schatten</b>	Kegelwinkel, Eindringverlauf (zeitlich aufgelöst)	gering	Ja	Ja (Abschirmung, Schrägenbau, durchsichtige oder spiegelnde Rückwand)	gesamtes Spray oder Primärzerfallsbereich	keine: bei sehr geringer optischer Dichte (feiner Nebel) auch Informationen aus dem Inneren des Sprays.
<b>Ballistic Imaging</b>	Kegelwinkel, Eindringverlauf (zeitlich aufgelöst)	sehr hoch	Ja *	wie Schatten *	gesamtes Spray oder Primärzerfallsbereich	sehr hohe $\tau$ : dennoch ausreichende Zahl ballistischer Photonen erforderlich.
<b>PIV</b>	$v_x, v_y$ , Entrainment (induzierte Luftbewegung) Geschwindigkeitsfeld / festem Zeitpunkt	mittel-hoch	Ja (aber: Dotierung der Atmosphäre nicht trivial)	ohne Abschirmung: Einschränkung des Sichtfeldes; mit Abschirmung: Beeinflussung der Messgröße (Entrainment) *	Umgebung des Sprays	Entrainment: keine. Bei starker Nebelbildung Messungen nur in einigem Abstand zum dichten Spray.
	$v_x, v_y$ , Tropfengeschwindigkeit Geschwindigkeitsfeld / festem Zeitpunkt				Übergangsbereich Flüssigkeit/Gas, außerhalb des dichten Sprays	Bewegung Tröpfchen: moderate $\tau$ (wenig Überlapp) / kaum Daten vorhanden.
<b>2-Farben-Extinktion</b>	Effektivwert für Tropfengrößenverteilung (zeitlich aufgelöst), Traversierung ermöglicht Messungen in verschiedenen Abständen zum SL-Austritt, räumliche Auflösung.	mittel-hoch	Ja	vernünftig mit Abschirmung bzw. komplizierter Konstruktion *	Sprayachse: $h \geq 5$ mm (atmosphärisch), $h \geq 20$ mm (dichte Atmosphäre), $h \geq 20$ mm (heiße Atmosphäre)	hohe $\tau$
<b>PDA</b>	$v_x, v_y, D_T$ , jeweils zeitlich aufgelöst, Statistik, mittels Traversierung gute räumliche Auflösung, Durchmessergeschwindigkeit-Korrelationen.	sehr hoch	Ja (sehr aufwendig)	Ja (aufwendig)	Ja nach Betriebsbedingungen: $h \geq 30-70$ mm auf der Sprayachse, düsennäher in größerer Entfernung zur Sprayachse oder während der Strahlschleppe	moderate - hohe $\tau$
<b>LCV</b>	$v_x$ (zeitliche aufgelöst), durch Traversierung sehr gute räumliche Auflösung	mittel (atmosphärisch) - hoch (Gegendruck)	Ja (sehr aufwendig)	Ja (aufwendig)	Atmosphärisch: bei kleinen Einspritzdrücken ab ca. $h=0.1$ mm, bei sehr hohen Drücken z.T. $h \geq 4$ mm. Druckkammer ab ca. $h \geq 2$ mm, z.T. nur Strahlrand.	sehr hohe $\tau$

**Tabelle 3.1:** Übersicht zu den wichtigsten Lasermethoden in der Diagnostik nicht verdampfender und nicht verbrennender Dieselsprays [87]. In der letzten Zeile werden die im Rahmen dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnisse zum Laser Correlation Velocimeter (LCV), das in den folgenden Kapiteln detailliert beschrieben wird, bereits antizipiert. Mit einem \* versehene Positionen weisen darauf hin, dass dem Verfasser keine entsprechenden Untersuchungen bekannt sind. Es handelt sich daher um Vermutungen, die auf Erfahrungen mit vergleichbaren Techniken basieren.



## 4

**Laser Correlation Velocimeter: Messprinzip und Untersuchungen  
unter atmosphärischen Bedingungen**

Das folgende Kapitel beginnt mit einer kurzen allgemeinen Einführung über die Techniken, die zur Messung von Flugzeiten eingesetzt werden können. Es folgt eine detaillierte Beschreibung des Laser-Correlation-Velocimeter-Prüfstands und eine Einordnung im Rahmen der vorhergehenden Klassifikation. Anschließend wird die Präzision der Messtechnik detailliert besprochen. Das Kapitel schließt mit einer Beschreibung experimenteller Resultate und den daraus abgeleiteten Erkenntnissen über Dieselsprays.

**4.1 Grundlagen der Messung von Flugzeiten**

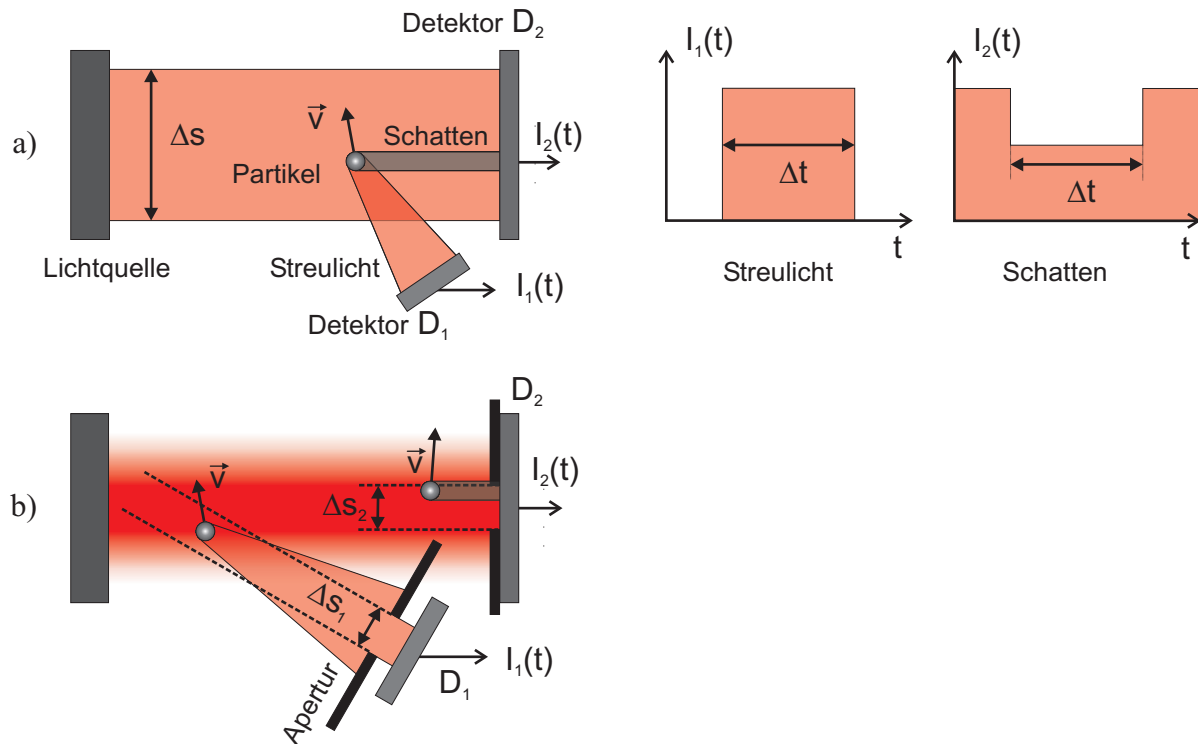
Die Geschwindigkeit  $v$  eines sich bewegenden Objektes wird definiert als Weg  $\Delta s$ , den das Objekt pro Zeiteinheit  $\Delta t$  zurücklegt:

$$v = \frac{\Delta s}{\Delta t} \quad (4.1)$$

Streng genommen handelt es sich dabei um eine mittlere Geschwindigkeit ( $\rightarrow \bar{v}$ ), da diese Gleichung keine Details über die zurückgelegte Strecke enthält, nur die Positionen des Objektes am Anfang und am Ende des betrachteten Zeitintervalls.

Zahlreiche Techniken zur Messung von Geschwindigkeiten setzen direkt bei Gleichung 4.1 an, wobei meist entweder  $\Delta s$  oder  $\Delta t$  festgelegt und die jeweils andere Größe möglichst genau gemessen wird. Eine sehr weit verbreitete Methode besteht darin, an verschiedenen Stellen Detektoren anzubringen, die die Anwesenheit des gesuchten Objektes registrieren, etwa Kontaktschleifen oder Lichtschranken. Ein wesentlicher Vorteil von Lichtschranken besteht darin, dass die Apparatur, mit der sie erzeugt und detektiert werden, nicht auf oder innerhalb der Teststrecke liegen muss.

Ein einfacher Aufbau mit einer einzigen Lichtschranke ist in Abbildung 4.1a skizziert. Der Abstand  $\Delta s$  entspricht der Breite des (scharf definierten) Lichtbündels, die Flugzeit ist damit die Zeit  $\Delta t$ , die ein Teilchen benötigt, um das Lichtbündel zu durchqueren. Die Ausrichtung des Detektors kann so gewählt werden, dass entweder das Streulicht ( $D_1$  in Abb. 4.1) oder die Abschattung ( $D_2$ ) durch das Partikel registriert wird. Die Lichtschranke kann auch dadurch erzeugt werden, dass nur Partikel, die sich in einem bestimmten, wohl definierten Teil des beleuchteten



**Abbildung 4.1:** Einzelne Lichtschranke mit reellem (a) oder virtuellem (b) Messvolumen, gemessene Signale bei vernachlässigbarer Größe des Partikels.

Bereichs befinden vom Detektor registriert werden (Abb. 4.1b). In letzterem Fall wird von einem *virtuellen Messvolumen* gesprochen, im ersten Fall von einem *reellen*.

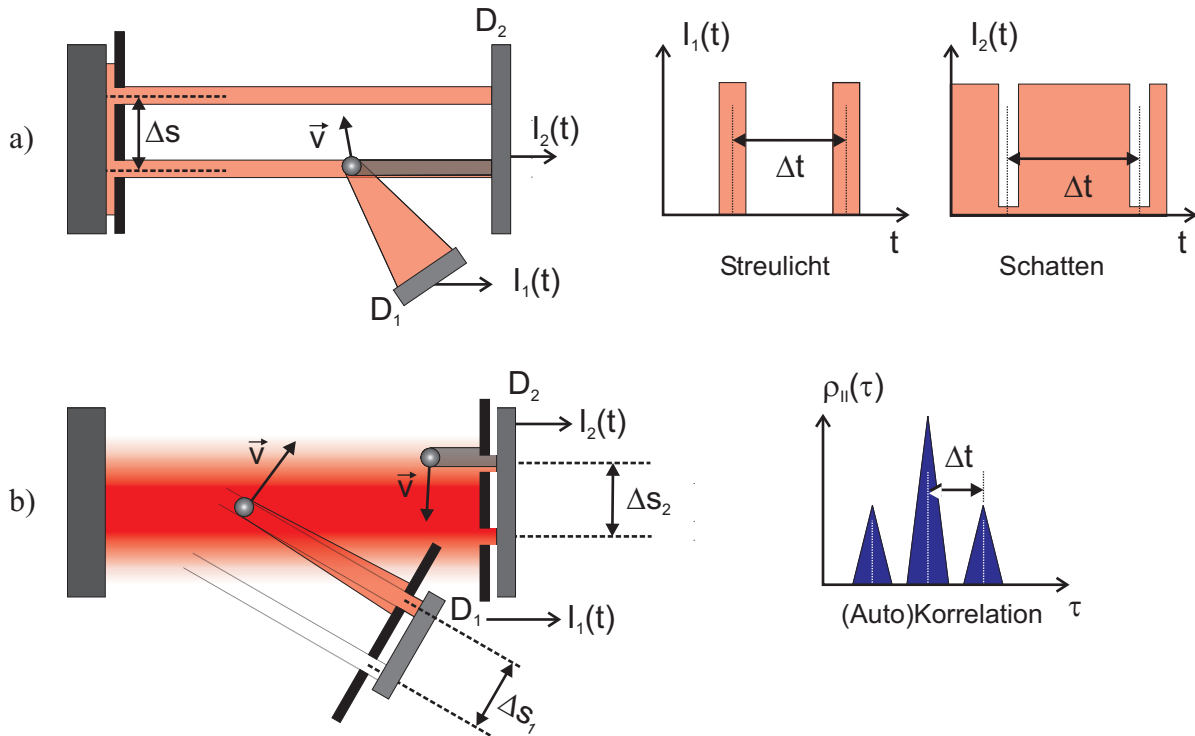
Akkurate Geschwindigkeitsmessungen sind mit solchen Systemen nur möglich, wenn Größe und Form des Partikels genau bekannt sind oder das Teilchen so klein ist, dass der Einfluss seiner Größe auf die Signaldauer vernachlässigt werden kann. Dann ist aber zu prüfen, ob die Lichtschranke nicht deutlich breiter ist als die Längenskala, auf der wesentliche Änderungen der Teilchengeschwindigkeit stattfinden. Aus diesem Grund werden solche Systeme nur selten in anspruchsvollen Experimenten eingesetzt.

Häufiger anzutreffen sind daher Konfigurationen mit 2 (Abbildung 4.2) oder mehr Lichtschranken, die wiederum aus reellen (a) oder virtuellen (b) Messvolumen bestehen können. Hier ist der wesentliche Vorteil, dass zwei *ähnliche* Ausschläge auf dem Signal des Detektors erzeugt werden. Deren genaue Länge und Form mag zwar von Größe und Beschaffenheit des Partikels abhängen, der zeitliche Abstand zwischen den Ausschlägen kann jedoch unabhängig davon mit der erforderlichen Präzision bestimmt werden.

Die Verwendung weiterer (mehr als zwei) Lichtschranken ermöglicht Messungen der Beschleunigung der Partikel, kann aber auch zur Erhöhung der Genauigkeit eingesetzt werden. Das Interferenzgitter im Messvolumen eines LDA- oder PDA-Systems (Abschnitt 3.4) kann – grob vereinfacht – als Anordnung aus zahlreichen einzelnen reellen Lichtschranken interpretiert werden [4].

Die Abbildungen 4.1 und 4.2 deuten bereits an, dass mittels Lichtschranken immer nur eine Geschwindigkeitskomponente gemessen wird, und zwar nur dann, wenn das Partikel auch





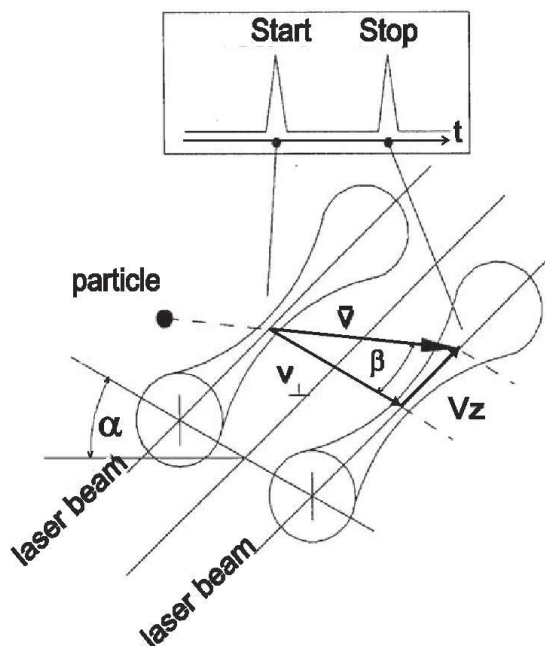
**Abbildung 4.2:** Zwei Lichtschranken, mit reellen (a) oder virtuellen (b) Messvolumen. Gemessene Signale (vernachlässigbare Größe des Partikels) als Funktion der Zeit und Korrelationsfunktion. Wenn zahlreiche Partikel annähernd gleichzeitig durch die Messvolumen fliegen, ist die Bestimmung von  $\Delta t$  mittels Korrelationsfunktionen deutlich einfacher als die direkte Ermittlung im Zeitbereich.

Die Signale der beiden Lichtschranken können auch durch zwei verschiedene, den jeweiligen Schranken zugeordneten Detektoren registriert werden. Der Vorteil hiervon ist, dass die Unbestimmtheit bezüglich der Richtung der Partikelbewegung verschwindet, da die Reihenfolge der beiden Signale eindeutig ist.

durch die Lichtschranke(n) fliegt. Lichtschranken können nicht nur als linienförmige Schranken (entsprechend der intuitiven Vorstellung eines Laserstrahls) ausgelegt werden, auch *ebene* oder *punktförmige* Lichtschranken (Lichtschnitte bzw. Brennpunkte) sind möglich. Im ersten Fall muss (fast) jedes Partikel durch beide Lichtschranken fliegen, aufgrund der Ausdehnung der Messvolumen geht die räumliche Auflösung des Messsystems jedoch verloren. Umgekehrt verhält es sich im zweiten Fall, wo nur die wenigen Teilchen registriert werden, deren Flugbahn exakt der Verbindungslinie zwischen den „Meßpunkten“ entspricht, die Position der Partikel zum Zeitpunkt der Detektion daher aber genau bekannt ist. Solche Systeme werden daher im Bereich der Fluidmechanik vorwiegend für Strömungen mit geringem Turbulenzgrad und eindeutig definierter Hauptströmungsrichtung verwendet.

Zur Erzeugung kleiner Messvolumen ( $\Rightarrow$  Messpunkte) können verschiedene optische Systeme verwendet werden. Ein gebündelter Lichtstrahl kann z.B. als reeller Messpunkt interpretiert werden (Abbildung 4.3). Laserlicht ist hierfür nicht zwingend erforderlich, mit ausgedehnten Lichtquellen ist eine präzise Formung der Messvolumen jedoch deutlich schwieriger. Bei anspruchsvollen Experimenten werden in der Praxis daher fast ausschließlich Laser als Lichtquellen verwendet.

**Abbildung 4.3:** Laser-2-Fokus (L2F) nach SCHODL [126]. Die gaußförmigen Brennpunkte von zwei eng fokussierten Laserstrahlen bilden zwei (reelle) Messvolumen. Außerhalb der Strahltaillen ist die Lichtintensität gering. Partikel, die sich nicht in einem der Brennpunkte aufhalten, streuen daher nur sehr wenig Licht in Richtung der (nicht dargestellten) zwei Detektoren und werden nicht registriert. Wird zurückgestreutes Licht beobachtet, können Einkopplungs- und Detektionsoptik in einem einzigen Messkopf zusammengefasst werden, was insbesondere bei schwer zugänglichen Strömungen von Vorteil ist. Solche Systeme sind z.B. bei Gasturbinen erfolgreich eingesetzt worden [50], wobei die Gasströmung mit Tracerpartikeln dotiert werden muss.



Zur Messung von Geschwindigkeiten innerhalb von Dieselsprays sind bisher zwei Varianten des L2F-Prinzips zum Einsatz gekommen:

1. Virtuelle Messvolumen werden durch Abbildung (Projektion) einer Ebene aus dem Strömungsgebiet auf einem Beobachtungsschirm erzeugt. Die Bildebene kann dann in verschiedene Regionen unterteilt werden, wobei kleine Gebiete als Messpunkte aufgefasst werden können. Dabei handelt es sich tatsächlich um Messpunkte und nicht um Messlinien, da die Tiefenschärfe der Abbildung begrenzt ist: nur Strukturen, die sich innerhalb der Objektebene befinden, werden scharf abgebildet.  
Eine einfache Möglichkeit, zwei oder mehr Messvolumen zu definieren ist das Anbringen von optischen Fasern innerhalb der Bildebene. Diese Fasern werden dann mit ausreichend schnellen Detektoren zur Messung der einfallenden Lichtleistung (z.B. Photodioden) verbunden. Ein solcher Aufbau wurde zuerst von CHAVES ET AL. realisiert [30] und zur Messung von Geschwindigkeiten sowohl innerhalb von transparenten Düsenmodellen [31] (wobei Kavitationsblasen als Tracer fungierten) als auch im Spray [130] eingesetzt.
2. Reelle Messvolumen entstehen durch die enge Fokussierung von zwei Laserstrahlen, die durch das Aufteilen eines primären Laserstrahls erzeugt wurden. Im Gegensatz zu SCHODLS L2F-System befindet sich das Spray dabei zwischen der Lichtquelle und der Detektionsoptik [70, 73], es werden also Schatten und nach vorne gestreutes Licht detektiert.

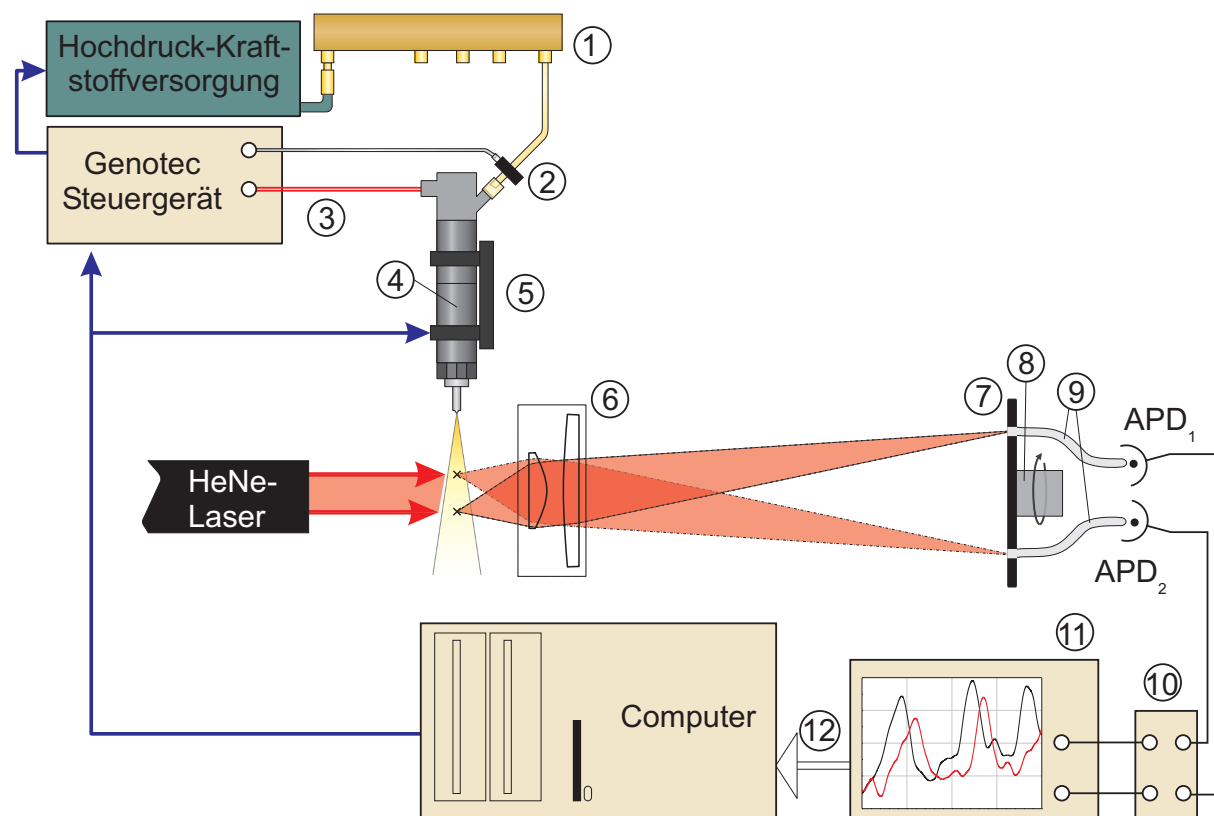
Diese Systeme bilden die Grundlagen der Prüfstände, die im Rahmen dieser Arbeit aufgebaut und weiterentwickelt wurden. Die 1. Variante wurde dabei ausschließlich für Messungen unter atmosphärischen Bedingungen (Kapitel 4) verwendet, da sie einfacher zu handhaben ist und die Ergebnisse genauer sind. Für Messungen innerhalb einer Druckkammer (Kapitel 5) ist dieses Verfahren jedoch ungeeignet, so dass die 2. Variante zum Einsatz kommen muss.

## 4.2 Experimenteller Aufbau

Der folgende Abschnitt beginnt mit einer sehr detaillierten Beschreibung des LCV-Prüfstands, der bei den Messungen unter atmosphärischen Bedingungen verwendet wurde und endet mit der Berechnung der wichtigsten Eigenschaften dieses Messsystems. Es ist hilfreich, an dieser Stelle das Grundprinzip bereits anzudeuten: die Erzeugung von zwei annähernd „punktförmigen Lichtschranken“ im Spray und die Ermittlung des zeitlichen Versatzes zwischen ihren Signalen durch Berechnung der Kreuzkorrelationsfunktion.

### 4.2.1 Prüfstands Aufbau

Abbildung 4.4 zeigt den optischen und hydraulischen Aufbau des Prüfstands, der verwendet wurde, um Spray-Geschwindigkeitsmessungen unter atmosphärischen Bedingungen durchzuführen.



**Abbildung 4.4:** Aufbau des LCV-Prüfstands: 1. Kraftstoffspeicher (Rail), 2. Drucksensor, 3. Triggerung der Einspritzung, 4. Injektor, 5. Traversierung des Injektors, 6. Objektiv, 7. Halterung der optischen Fasern in der Abbildungsebene, 8. Rotationsstisch, 9. Optische Fasern, 10. Frequenzfilterung, 11. Digitales Speicheroszilloskop, 12. Datenübertragung zum PC. Die Steuerungshierarchie der Komponenten wird durch blaue Pfeile angedeutet.

Die Untersuchungen sollten unter möglichst realistischen Bedingungen stattfinden. Da mit dem Laser Correlation Velocimeter zeitlich aufgelöste Geschwindigkeiten gemessen werden, sollte der Verlauf der Einspritzung den Serienbedingungen so nahe wie möglich kommen. Daher wird ein seriennahes Common-Rail-Einspritzsystem verwendet. Eine Vorförderpumpe führt den Kraftstoff

(ISO 4113 „Prüföl“, Abschnitt A.3) zunächst der Hochdruckpumpe (Bosch CP1) zu, welche wiederum das Rail ((1) in Abb. 4.4) versorgt. Über ein vom Steuergerät kontrolliertes Druckregelventil wird der Raildruck auf einen frei wählbaren Wert zwischen  $p_E = 15 - 135$  MPa geregelt. Der Kraftstoffdruck wird dabei mittels eines piezoresistiven Sensors (2), der sich an der Zuleitung vom Rail zum Injektor (4) befindet, gemessen. Durch die Abdrosselung im Rahmen der Druckregelung erwärmt sich der Kraftstoff so stark, dass eine Kühlmöglichkeit über einen Wärmetauscher im Niederdruckkreislauf integriert werden musste. Die Kraftstofftemperatur kann durch Regelung des Durchflusses im Kühlkreislauf auf einen Wert zwischen 15-60°C eingestellt werden.

Ein wesentlicher Vorteil des Common-Rail-Prinzips liegt in der hohen Flexibilität bei der Wahl der Einspritzparameter [118]. Da der gewählte Einspritzdruck jederzeit abrufbar am Injektor anliegt, und bei Einspritzbeginn aufgrund der großen, im Rail gespeicherten und unter Druck stehenden Kraftstoffmenge nicht zusammenbricht, können Beginn und Dauer der Einspritzung durch eine entsprechende Bestromung (3) des Magnetventils bestimmt werden. Einige der verwendeten Injektoren sind mit Nadelhubsensoren ausgerüstet, wodurch besonders das Öffnungs- und Schließverhalten der Düsenadel überwacht werden kann.

Beim LCV handelt es sich um ein Punkt-Messverfahren (der Beweis folgt in Abschnitt 4.2.4). Aus diesem Grund können Informationen über die räumliche Verteilung der Spraygeschwindigkeit nur gewonnen werden, wenn die Positionen von Spray und Messpunkte relativ zueinander verschiebbar sind. Die Injektorhalterung (5) ist an einem Traversiertisch<sup>1</sup> befestigt, der in allen drei Raumrichtungen mittels Schrittmotoren bewegt werden kann. Die Schrittmotoren werden von einem Steuergerät kontrolliert, das in Verbindung zum Steuerungs- und Auswertungscomputer (12) steht. Daher kann während den Messungen die Position der Messvolumen ausgelesen werden, und die Umrechnung zwischen dem Koordinatensystem der Schrittmotoren ( $x, y, z$ ) und den „Spray-Koordinaten“ ( $h, r, z$ ) (s. auch Abb. A.3) erfolgt automatisch.

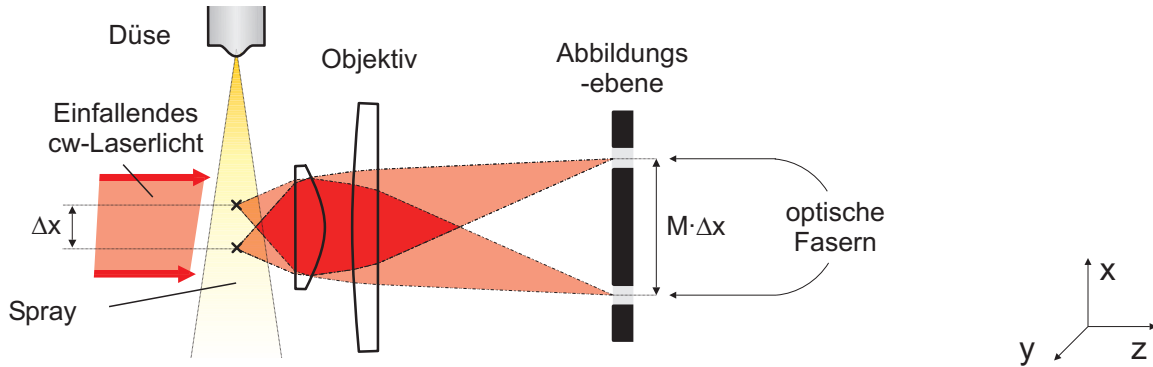
Die Datenaufnahme erfolgt mittels eines digitalen Speicheroszilloskops<sup>2</sup> (DSO). Das DSO (11) ist über Ethernet mit dem Auswertungscomputer verbunden, wobei die Daten nach jeder Einspritzung automatisch an den Computer übertragen werden. Neben den Signalen der beiden Avalanche Photodioden werden auch der Raildruck und ggf. der Nadelhub vom Oszilloskop gemessen. Die analoge Bandbreite des DSOs beträgt 500 MHz, die maximale Abtastrate liegt bei 2 GS/s. Mit der höchsten Abtastrate können jedoch nur Vorgänge, deren Dauer kürzer als 0.5 ms ist, aufgezeichnet werden, da die Speichertiefe des Oszilloskops nur  $10^6$  Punkte pro Kanal beträgt. Da die Einspritzzeit in den meisten Fällen etwas höher ist (0.5-2 ms), muss für eine vollständige Aufzeichnung eine geringere Abtastrate gewählt werden. In der Praxis hat sich diese Einschränkung als nicht relevant erwiesen, da eine Abtastrate von 100 MS/s in den meisten Fällen ausreichend ist und höhere Abtastraten nur zu größeren Datenmengen und längeren Rechenzeiten führen.

Die Abbildung der Messvolumen auf die Photodioden ist in Abbildung 4.5 detailliert dargestellt. Mit einem Laser, der Licht annähernd konstanter Intensität emittiert (cw-Laser), wird ein Teil des Sprays gleichmäßig beleuchtet. Es handelt sich um einen Helium-Neon-Laser<sup>3</sup>, der Licht bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 632.8$  nm emittiert und nach einer Aufwärmphase eine Leistung von  $P \geq 35$  mW aufweist. Die Laserleistung wird bei Bedarf durch Einsetzen von Graufiltern in den Strahlengang reduziert. HeNe-Laser sind aufgrund ihres annähernd gaußförmigen Strahlprofils und ihrer geringen Intensitätsschwankungen [148] für den LCV-Einsatz besonders gut geeignet.

<sup>1</sup>Newport M-462

<sup>2</sup>Ultima, Gould-Nicolet

<sup>3</sup>Melles Griot 25 LHP 928



**Abbildung 4.5:** (gekippte) Abbildung der Messvolumen auf die optischen Fasern (Detail, nicht maßstabsgerecht)

Um eine homogene Ausleuchtung sicherzustellen und um die Abbildung ohne großen Aufwand scharfstellen zu können, sollte das beleuchtete Gebiet wesentlich größer als der Abstand der Messpunkte zueinander sein. Das Objektiv erzeugt eine annähernd verzerrungsfreie, stark vergrößerte Abbildung (Abbildungsmaßstab:  $M$ ) der zentralen Spray-Ebene (enthält die Spritzloch-Achse und befindet sich senkrecht zur optischen Achse) auf einem Schirm, der Halterungen für optische Fasern bereit hält. Aufgrund der starken Vergrößerung ist das Licht, das auf den Schirm fällt, annähernd parallel. Es kann daher angenommen werden, dass ausschließlich Licht aus den Regionen im Spray in die Fasern eingekoppelt wird, die auf deren Stirnflächen abgebildet werden. Diese Regionen werden im folgenden als *Messvolumen* (MV) bezeichnet. Der Durchmesser der Messvolumen beträgt demnach

$$D_{MV} = \frac{D_F}{M}, \quad (4.2)$$

wobei  $D_F$  den Durchmesser der Fasern bezeichnet. Mit  $D_F = 1 \text{ mm}$  und  $M \sim 55\text{--}70$  ergeben sich für  $D_{MV}$  Werte zwischen 14 und 18  $\mu\text{m}$ , die deutlich geringer sind als typische Spray-Durchmesser am Spritzlochaustritt.

Die Intensität des in die optischen Fasern eingekoppelten Laserlichtes wird mittels *Avalanche Photodioden* (APD) gemessen. APDs verfügen über eine interne Verstärkung des Photodiodenstroms und zeichnen sich durch sehr hohe Lichtempfindlichkeit und Schnelligkeit aus [4, 84]. Unregelmäßigkeiten im Spray, die sich durch eines der Messvolumen bewegen, modulieren die Intensität des Lichts, das auf die zugehörige optische Faser projiziert wird und prägen dem Signal der jeweiligen APD daher eine charakteristische „Signatur“ auf (die genauen Mechanismen werden in Abschnitt 4.3 näher untersucht). Da das zweite MV sich stromabwärts vom ersten befindet, und der Abstand zwischen den MV wesentlich kleiner sein soll als die Längenskala, auf der sich das Spray (in Richtung der Stromlinien) wesentlich ändert, ist die Wahrscheinlichkeit, dass eine Spraystruktur, die das erste Messvolumen passiert auch das zweite durchquert sehr hoch. Wenn sich diese Spraystruktur auf dem Weg zwischen den Messvolumen in ihrer Form nicht zu stark verändert, wird das Signal, das von der zweiten APD aufgezeichnet wird, dem von der ersten APD aufgezeichneten Signal sehr ähnlich sein, diesem allerdings mit einer gewissen Verzögerung folgen. Eine genaue Bestimmung des zeitlichen Abstands zwischen den Signalen kann mittels Kreuzkorrelations-Algorithmen erfolgen, wie in Abschnitt 4.4 detailliert erklärt wird.



**Abbildung 4.6:** Abbildung der zentralen Spray-Ebene.

Im unteren Bereich des Bildes erkennt man den Schatten der Düsenkuppe. Die optischen Fasern befinden sich in den Halterungen, die senkrecht zueinander in einem Abstand von 3 mm angeordnet sind.

Die Lage der Messvolumen ergibt sich aus der relativen Position des Sprays in der Objektebene, die auf der Faserhalterung (Bildebene) abgebildet wird. Um das zweite MV unmittelbar stromabwärts vom ersten zu positionieren, muss die Verbindungslinie zwischen den Faserhalterungen in der Bildebene parallel zur Hauptströmungsrichtung des Sprays liegen. Die Stirnflächen der optischen Fasern sollten senkrecht zur optischen Achse sein, um eine möglichst effektive Einkopplung des Lichts zu gewährleisten. Damit sind Bild- und Objektebenen festgelegt: parallel zum Spray und senkrecht zur optischen Achse. Die Bildebene muss darüber hinaus genau der Mitte des Sprays entsprechen, d.h. die Spray-Achse enthalten. Auf diese Weise wird sichergestellt, dass die Hauptströmungsrichtung keine zur Bildebene senkrechten Komponenten besitzt. Der zur Beleuchtung verwendete Laserstrahl muss nicht notwendigerweise auf der optischen Achse liegen. Allerdings hat diese Ausrichtung zwei entscheidende Vorteile: die wesentlich einfachere Justage sowie Signale, die aus vorwärtsgestreutem Licht und *Schatten* der Spray-Strukturen erzeugt werden. In der Praxis wird daher beim Einsatz an Dieselsprays fast ausschließlich diese Anordnung verwendet. Die senkrechte Ausrichtung der Bildebene zur optischen Achse bzw. zum Laserstrahl ist trivial und wird durch den Aufbau sichergestellt. Beim Einsatz von Mehrloch-Düsen ist die richtige Ausrichtung des (zu beobachtenden) Sprays jedoch schwierig, da Spray- und Injektorachsen nicht mehr (wie bei 1-Loch-Düsen) übereinstimmen.

#### 4.2.2 Einstellung der Optik

Der Schatten der Düsenkuppe (Abbildung 4.6), der in der Abbildungsebene sichtbar ist, wird als Hilfsmittel für die Justage des optischen Aufbaus und die Ermittlung des Abstands der Messvolumen verwendet.

In einem ersten Schritt wird der Injektor durch die Schrittmotoren entlang der optischen Achse bewegt, bis die Kontur des Schattens scharf erscheint. Anschließend wird der Injektor in senkrechter ( $x$  in Abb. 4.5) Richtung so lange verfahren, bis sein Schatten sich vom unteren bis zum oberen Ende der Abbildungsebene bewegt hat. Aus der dafür erforderlichen Wegstrecke  $\Delta X$  und dem Durchmesser  $D_{Abb}$  des Abbildungsgebiets wird der Abbildungsmaßstab berechnet ( $M = D_{Abb}/\Delta X$ ), woraus der Abstand der Messvolumen sich bei einem Abstand  $\Delta x_F$  der optischen Fasern zu

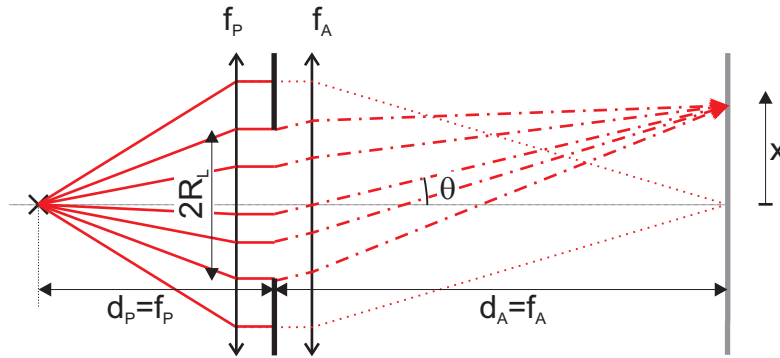


Abbildung 4.7: Ersatzsystem zur Abbildung eines Bildpunktes

$$\Delta x = \frac{\Delta x_F}{M} \quad (4.3)$$

ergibt. Um möglichst gut korrelierende Signale zu erhalten, sollte der Abstand der Messvolumen möglichst klein sein, wobei eine Überlappung der Messvolumen vermieden werden sollte. Daher befanden sich die optischen Fasern in allen Experimenten, die im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführt wurden, in den Halterungen mit dem kürzesten Abstand zueinander. Mit  $\Delta x_F = 3 \text{ mm}$  und  $M \sim 55\text{--}70$  führt dies zu Abständen der Messvolumen im Bereich  $\Delta x \sim 43\text{--}55 \text{ }\mu\text{m}$ .

### 4.2.3 Abbildung eines punktförmigen Partikels

Die Abbildung eines punktförmigen Teilchens durch ein optisches System – z.B. das Objektiv, das eine Ebene aus dem Spray auf den Schirm abbildet, der die optischen Fasern enthält (Abbildung 4.5) – kann nie unendlich klein werden. Ursache hierfür ist die unvermeidbare Beugung an den Aperturen des optischen Systems.

Das Objektiv wird durch eine einfache Linse (Radius  $R_L$ , Brennweite  $f$ ) angenähert, welche wiederum durch ein Ersatzsystem, bestehend aus 2 unendlich großen Linsen und einer Apertur mit Radius  $R_L$ , die sich zwischen den Linsen befindet, dargestellt wird (Abbildung 4.7). Die Abstände zwischen diesen drei Bauteilen werden vernachlässigt, so dass

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{f_P} + \frac{1}{f_A} \quad (4.4)$$

ist.

Der Abbildungsmaßstab ist dabei:

$$M = \frac{f}{d_P - f} = \frac{f_A}{f_P} = \frac{d_A}{d_P} \quad (4.5)$$

$f_P$  wird so gewählt, dass das Licht nach dem Durchgang durch die erste Linse parallel ist und daher auf die üblichen Formeln für die Beugung am Spalt zurückgegriffen werden kann: die in einem Winkel  $\theta$  zur optischen Achse emittierten Lichtstrahlen werden anschließend von der zweiten Linse auf *einen* Punkt des Schirms gebündelt, so dass auch bei realistisch großen



Aperturen die Fraunhofersche Näherung angewendet werden kann. Der vom Zentrum der 2. Linse ausgehende Strahl wird nicht gebrochen, die Intensitätsverteilung auf dem Schirm ist daher<sup>4</sup>  $I'(x) = I(\theta)$ , mit  $x \approx \theta d_A$ .

**Airy-Scheibchen** Die ersten Beugungsminima einer runden Lochblende – entsprechend denen einer runden Linse – findet man bei  $\theta_{\pm 1} \approx 1.22 \frac{\lambda}{2R_L}$  [112]. Der „Durchmesser“ des abgebildeten Airy-Scheibchens beträgt daher:

$$D_{Airy} \approx 1.22(1 + M)f \frac{\lambda}{2R_L} = 1.22(1 + M) \frac{\lambda}{NA}, \quad (4.6)$$

wobei die Definition  $NA = 2R_L/f$  für die numerische Apertur der Linse verwendet worden ist. Für die Messreihen, die in dieser Arbeit vorgestellt werden, wurde ein Objektiv mit  $f \sim 12$  mm (einstellbar) und  $R_L = 7$  mm verwendet und mit Vergrößerungen  $M$  zwischen 55 und 70 gearbeitet. Punktförmige Strukturen im Spray werden daher auf Gebiete der Größenordnung  $D_{Airy} \sim 75\text{--}95 \mu\text{m}$  abgebildet. Da  $D_{Airy}$  damit deutlich kleiner als der Durchmesser der optischen Fasern ( $D_F = 1$  mm) ist, kann der Einfluss der Beugung an der Apertur des Objektivs auf das Auflösungsvermögen des Systems weitestgehend vernachlässigt werden.

#### 4.2.4 Berechnung der Tiefenschärfe

Streng betrachtet können bei jedem beliebigen optischen System nur Objekte scharf abgebildet werden, die sich innerhalb der zur Abbildungsebene konjugierten Ebene befinden. Aufgrund von Beugungserscheinungen an den Aperturgrenzen der optischen Elemente ist allerdings auch dann eine beliebig scharfe Abbildung nicht möglich. Daher ist in der Praxis ein gewisses Maß an Unschärfe zulässig. Die Abbildung eines Punktes wird meist als scharf definiert, wenn er auf ein Gebiet abgebildet wird, dass kleiner ist als der Durchmesser seines Beugungsmusters (genauer: des ersten Nebenmaximums des Airy-Musters). Die *Tiefenschärfe* ist dann der Bereich der Entfernungen zur Abbildungsebene, innerhalb der diese Bedingung erfüllt ist. Da die *Schärfe* einer Abbildung jedoch ein subjektiver Begriff ist, und viele optische Systeme nicht beugungsbegrenzt arbeiten, können auch alternative Definitionen berechtigt sein. Beim Einsatz von Digitalkameras ist z.B. zu prüfen, ob die Pixel auf dem Sensor nicht größer sind als die Beugungsmuster der abgebildeten Punkte.

Eine einfache Abschätzung der Tiefenschärfe des LCVs ist mittels geometrischer Optik möglich. Der optische Aufbau, mit dem die Messvolumen auf die optischen Fasern abgebildet werden, ist in Abbildung 4.8 skizziert. Die Ebene E, die auf dem Schirm scharf abgebildet werden soll, befindet sich im Abstand  $d$  von der Linse. Um kleine Messvolumen zu erhalten, ist eine starke Vergrößerung wünschenswert, was dadurch erreicht wird, dass  $d$  nur geringfügig größer als die Brennweite der Linse ist. Es ist daher zweckmäßig,  $d = f + \delta$  zu schreiben, mit  $\delta \ll f$ . Das reelle Bild der Ebene E befindet sich in einem Abstand

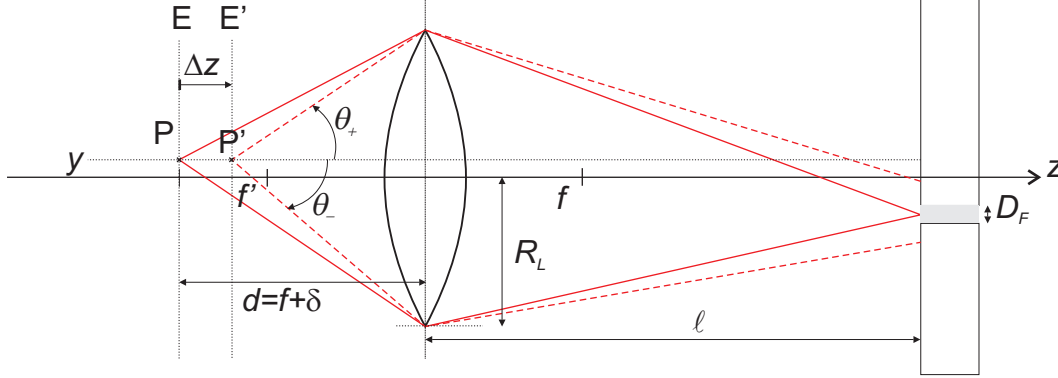
$$\ell = (1 + \underbrace{f/\delta}_{=M})f \simeq Mf \quad (\text{wegen } M \gg 1) \quad (4.7)$$

<sup>4</sup> $I(\theta)$  wird dabei entsprechend der Fraunhoferschen Beugung berechnet:

$$E(\theta)/E_0 \sim \int_A \exp(-i 2\pi\chi/\lambda) dA,$$

wobei  $A$  die Apertur (das Integrationsgebiet) und  $\chi$  der Gangunterschied (Funktion von  $x$  und  $\theta$ ) sind. Die Intensität ist proportional zum Quadrat der Amplitude des elektrischen Feldes:  $I/I_0 = |E/E_0|^2$ .





**Abbildung 4.8:** Optischer Aufbau des Laser Correlation Velocimeters (nicht maßstabsgerecht). Das Objektiv wird hierbei durch eine dünne Linse mit Brennweite  $f$  vereinfacht dargestellt.

zur Linse, wobei  $M$  den Abbildungsmaßstab (d.h. die Vergrößerung) bezeichnet. Da  $f$  einstellbar ist und  $d$  bzw.  $\delta$  nicht mit der erforderlichen Genauigkeit bestimmt werden können,  $M$  aber sehr leicht zu messen ist (s. Abschnitt 4.2.2), sollen alle Ergebnisse soweit möglich mit  $M$  als Parameter angegeben werden.

Die Abbildung eines Punktes  $P'$ , der sich in einer Ebene  $E'$  im Abstand  $\Delta z$  von  $E$  befindet wird durch die Abbildungsmatrix<sup>5</sup>

$$\mathcal{M}(\Delta z) = \begin{pmatrix} -M & M \Delta z \\ -\frac{1}{f} & \frac{\Delta z}{f} + \frac{1}{M} \end{pmatrix} \quad (4.8)$$

beschrieben und ist nicht mehr punktförmig, sondern über eine gewisse Fläche verschmiert. Die von  $P'$  ausgehenden Strahlenbündel mit den Winkeln

$$\theta_+ = + \arctan \frac{R_L - y}{d - \Delta z} \quad (4.9)$$

$$\theta_- = - \arctan \frac{R_L + y}{d - \Delta z}, \quad (4.10)$$

die gerade noch durch die Linse gehen und somit abgebildet werden, erreichen nach Gl. 4.8 die Abbildungsebene auf den Positionen  $-M y + M \Delta z \cdot \theta_+$  bzw.  $-M y + M \Delta z \cdot \theta_-$ , d.h. mit einem Abstand  $M \Delta z (\theta_+ - \theta_-)$  zueinander. Für Punkte nahe der optischen Achse ( $y \ll d$ ) und der Ebene  $E$  der Messvolumen ( $\Delta z \ll \delta \ll d$ ) ergibt eine Reihenentwicklung:

$$\begin{aligned} M \Delta z (\theta_+ - \theta_-) &= 2M \Delta z \arctan \frac{R_L}{d} + \mathcal{O}(\Delta z^2) + \mathcal{O}(y^2) \\ &\approx M \cdot NA \cdot \Delta z. \end{aligned} \quad (4.11)$$

<sup>5</sup>Eine kurze Vorstellung der optischen Matrizen und der dazugehörigen Rechenmethoden befindet sich in Anhang A.5.

Da mit großer Vergrößerung gearbeitet wird, kann angenommen werden, dass Licht, welches auf den Schirm fällt, annähernd parallel ist und somit ein fester Anteil dieses Lichts in die optischen Fasern („Step-Index“, d.h. mit abrupten Übergängen des Brechungsindex) eingekoppelt wird. Als Kriterium für die (einseitige) Tiefenschärfe dieses Aufbaus bietet sich daher der Abstand  $\Delta z$  zur scharf abgebildeten Ebene E an, bei dem der Durchmesser der Abbildung eines Punktes P' gerade dem Durchmesser  $D_F$  der optischen Fasern entspricht:

$$\Delta z_{TS} = \frac{D_F}{M NA} \quad (4.12)$$

Die Tiefenschärfe lässt sich also, bei konstanter Vergrößerung, nicht nur (wie zu erwarten) durch den Einsatz eines Objektivs mit höherer numerischer Apertur, sondern auch durch Verwendung von Fasern mit kleinerem Durchmesser reduzieren. Letzteres führt natürlich ebenfalls zu einer Reduzierung des Durchmessers der Messvolumen und verringert somit die auf die APD einfallende Lichtleistung.

Mit den eingesetzten Fasern ( $D_F=1 \text{ mm}$ )<sup>6</sup> und Objektiv ( $f \approx 12 \text{ mm}$ ,  $R_L \approx 7 \text{ mm}$ ) ergibt sich, mit  $M$  zwischen 55 und 70, eine Tiefenschärfe zwischen  $\Delta z_{TS} \sim 16 \text{ }\mu\text{m}$  und  $12 \text{ }\mu\text{m}$ . Diese Werte sind wegen der verwendeten Näherungen (z.B. ist aufgrund der hohen numerischen Apertur die Paraxial-Näherung, die dieser Rechnung zugrunde liegt, bereits gewagt; desweiteren handelt es sich bei den abzubildenden Punkten nicht um isotrope Strahlungsquellen) und der Tatsache, dass es keine einheitliche Definition der Tiefenschärfe gibt, nur als untere Grenzwerte zu verstehen. Da die Tiefenschärfe jedoch in der gleichen Größenordnung liegt wie die Durchmesser der Messvolumen, beide Werte somit deutlich kleiner sind als die Durchmesser der untersuchten Sprays (die unmittelbar nach Spritzloch-Austritt mit den Spritzloch-Durchmessern identifiziert werden können), scheint es gerechtfertigt, beim LCV von einem Punkt-Messverfahren zu sprechen.

#### 4.2.5 Datenaufnahme und Frequenzfilterung

Die Signale der Avalanche Photodioden werden über einen Verstärker und Frequenzfilter (10 in Abb. 4.4) an ein digitales Speicheroszilloskop (11) weitergeleitet und dargestellt. Steuergerät (3) und Oszilloskop werden vom gleichen Triggersignal kontrolliert, so dass nach jeder Einspritzung die Daten automatisch zum Computer übertragen und dort analysiert und gespeichert werden. Das Oszilloskop ist zwar ausreichend schnell, digitalisiert Signale aber nur mit einer relativ geringen Genauigkeit von 8 bit. Da letztendlich nur die schnellen, teilweise sehr kleinen Änderungen der Signale Informationen über die momentane Geschwindigkeit enthalten ist es sinnvoll, die Gleichspannungs-Komponente durch Hochpassfilter zu eliminieren, insbesondere da der lokale Mittelwert der Signale während einer Einspritzung aufgrund des Frequenzverhaltens der APDs, die selbst einen Hochpass mit einer Grenzfrequenz von ca. 0.15 kHz (-3 dB-Punkt) bilden, nicht konstant ist. Ohne den zusätzlichen Hochpass könnten aufgrund der begrenzten Auflösung des Oszilloskops die Signale nicht während der gesamten Einspritzung optimal dargestellt und kleine Ausschläge nicht erfasst werden.

Der Frequenzfilter stellt neben der für beide Kanäle separat einstellbaren Verstärkung einen Bandpass zur Verfügung. Obere (Tiefpass,  $f_L$ ) und untere Grenzfrequenz (Hochpass,  $f_H$ ) können dabei wiederum für beide Kanäle separat gewählt werden. Die Dauer einer Einspritzung liegt in der Größenordnung von 1 ms. Die Grenzfrequenz des Hochpasses sollte daher  $f_H \gg 1 \text{ kHz}$  sein;

<sup>6</sup>Das erste Minimum des Beugungsmusters des abgebildeten Punktes befindet sich im Abstand  $D_{\text{Airy}}$  vom zentralen Maximum (Gleichung 4.6). Z.B. ist mit  $M \sim 70$  demnach  $D_{\text{Airy}} \sim 95 \text{ }\mu\text{m} \ll D_F = 1 \text{ mm}$ , die verwendete Definition der Tiefenschärfe daher gerechtfertigt.

die besten Ergebnisse (höchste Werte der Qualitätskriterien, Abschnitt 4.4.1) werden meistens mit  $f_H = 64$  kHz erzielt. Die Verwendung des Hochpass führt nicht zur Unterdrückung gültiger Signale, wie folgendes realistisches Beispiel zeigt. Der Durchmesser des Messvolumens wird dabei mit  $D_{MV} = 20 \mu\text{m}$  angenommen. Um einen Ausschlag mit einer Dauer größer als  $1/f_H \approx 16 \mu\text{s}$  zu erzeugen müsste eine Struktur mit  $D_{Tr} = 10 \mu\text{m}$  Durchmesser eine Geschwindigkeit von  $v \sim (D_{MV} + D_{Tr}) \cdot f_H \lesssim 2 \text{ m/s}$  aufweisen. Solche Geschwindigkeiten spielen im Bereich der Dieseleinspritzung aber kaum eine Rolle. Auch für deutlich kleinere oder größere Strukturen bleibt das Ergebnis in der gleichen Größenordnung, da letztendlich die Anstiegszeit des Signals maßgebend ist. In den Grenzfällen  $D_{Tr} \gg D_{MV}$  oder  $D_{Tr} \ll D_{MV}$  kann also jeweils mit dem kleineren der beiden Werte gerechnet werden. Da sich herausgestellt hat, dass nur Frequenzen  $f \lesssim 5 \text{ MHz}$  Informationen zur Geschwindigkeit enthalten wird darüber hinaus meistens mit einer Tiefpass-Einstellung von  $f_L = 4 \text{ MHz}$  gearbeitet, gelegentlich auch mit  $f_L = 8 \text{ MHz}$ . Dadurch wird das Signal-Rausch-Verhältnis verbessert.

Bei der Frequenzfilterung muss sorgfältig darauf geachtet werden, die Signale nicht so zu verzerren, dass der gesuchte Wert der zeitlichen Verschiebung sich ändern würde. Daher ist es essentiell, für beide Kanäle „identische“ Filter und gleiche Einstellungen zu verwenden. Die verwendeten Filter sind Bessel-Filter 2. Ordnung, die sich gegenüber anderen gängigen Frequenzfiltertypen durch eine geringe Phasenverzerrung auszeichnen [65], wodurch die unvermeidbaren kleinen Unterschiede zwischen den Filtern zu keinen signifikanten Fehlern führen.

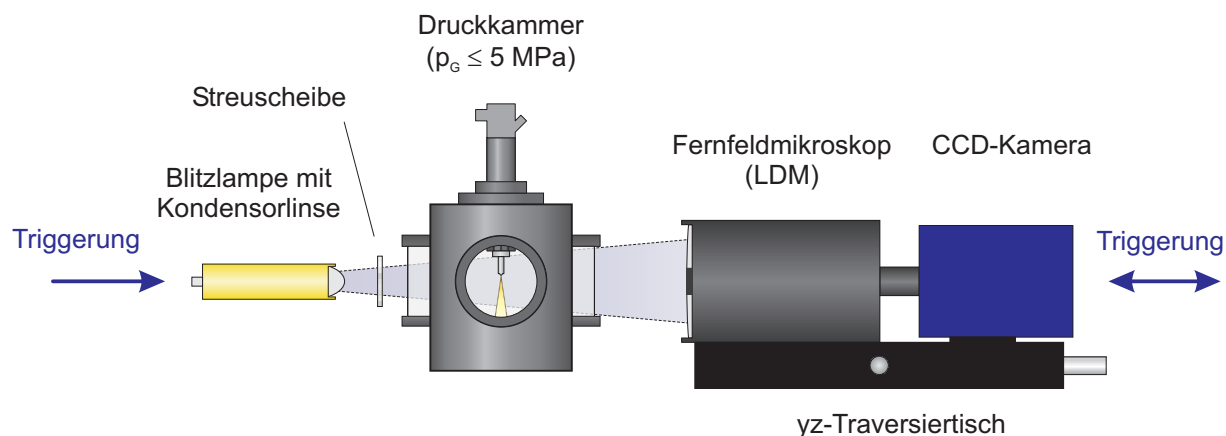
Der Einfluss der Verstärkung im Frequenzfilter auf die Messergebnisse ist gering. Sie sollte daher jeweils so eingestellt werden, dass die Auflösung des Oszilloskops optimal genutzt wird, wobei auf beiden Kanälen identische Werte verwendet und zu hohe Verstärkungen aufgrund des Verstärkerrauschens vermieden werden sollten. Der Einfluss der Laserleistung bzw. der Signalverstärkung ist von SCHUGGER genauer untersucht worden [129]. In erster Näherung ist die Bedeutung dieser Parameter gleich, da beide zu stärkeren Signalausschlägen führen. Die Mittelwerte der Geschwindigkeiten an einem Referenzpunkt im Spray erwiesen sich dabei als vollkommen unabhängig von der Laserleistung; nur die Schwankungen um diesen Mittelwert waren bei zu geringer Laserleistung gegenüber den anderen Fällen leicht erhöht, was mit einer unzureichenden Signalqualität erklärt wird.

#### 4.2.6 Schattenaufnahmen

Als Ergänzung zu LCV-Messdaten sind Spraybilder wichtig. Sie liefern zusätzliche Informationen, z.B. zur Art des Strahlzerfalls; sie zeigen, ob der Strahlzerfall unmittelbar am Spritzloch-Austritt anfängt oder noch ein intakter Strahl vorhanden ist. Richtung und Kegelwinkel des Sprays können durch bildverarbeitende Algorithmen ermittelt werden. Aufgrund der hohen Geschwindigkeiten der Sprays und der erforderlichen Auflösung sind Schattenaufnahmen besonders gut geeignet (Abschnitt 3.2.2). Abbildung 4.9 zeigt den dafür eingesetzten Prüfstand.

Lichtquelle ist eine Blitzlampe<sup>7</sup>, die wie ein Zylinderkondensator aufgebaut ist. Das elektrische Feld im Bereich der inneren Elektrode ist so hoch, dass das umgebende Gas ionisiert wird und es anschließend zu einem „Kurzschluß“ kommt. Der Funke, der sich zwischen den Elektroden bildet, ist etwa 1 mm lang und erzeugt einen Lichtblitz von ca.  $\tau_B = 18 \text{ ns}$  Dauer, der durch eine asphärische Kondensorlinse in grober Näherung parallelisiert wird. Durch eine Streuscheibe wird das Licht homogenisiert, woraus sich eine gleichmäßigere Hintergrundbeleuchtung ergibt. Die Belichtungszeit wird ausschließlich durch  $\tau_B$  bestimmt, da die Verschlusszeiten der Kamera

<sup>7</sup>Nanolite KL-L, High-Speed Photo-Systeme



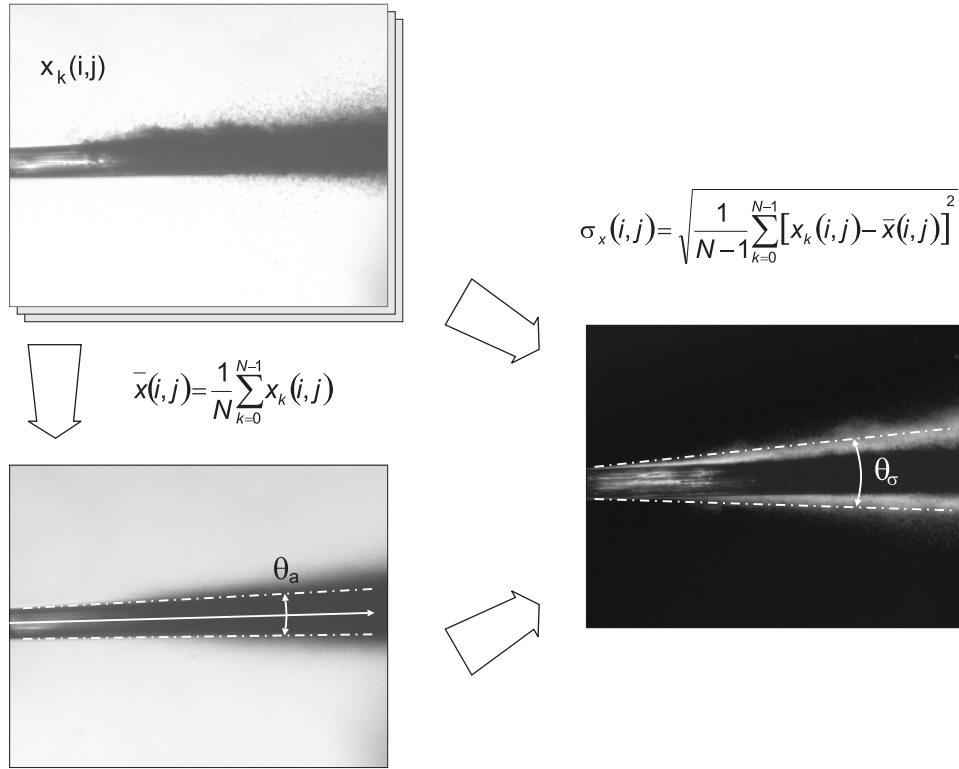
**Abbildung 4.9:** Prüfstand zum Aufnehmen von Spraybildern. Die Anschlüsse an die Kraftstoff- und Gasversorgung sind mit denen aus Abbildung 4.4 identisch. LDM und Kamera sind miteinander fest verschraubt und auf einem Traversiertisch montiert, der seinerseits auf einem Hubtisch befestigt ist. Die Objektebene kann somit in allen Richtungen frei verschoben werden.

deutlich höher sind. Um den Bereich des Primärzerfalls detailliert auf dem CCD-Chip der Kamera abzubilden, wird ein Fernfeldmikroskop (LDM)<sup>8</sup> eingesetzt, welches fest mit der Kamera verbunden ist. LDM und Kamera befinden sich auf einem horizontal verstellbaren  $xy$ -Tisch, der sich wiederum auf einem höhenverstellbaren Stativ befindet. Daher können verschiedene Bereiche des Sprays beobachtet werden. Das abgebildete Gebiet ist typischerweise etwas kleiner als  $2 \times 2 \text{ mm}^2$ , bei einer Kamera-Auflösung von  $1280 \times 1024$  entspricht dies im Idealfall einer optischen Auflösung, die besser als  $2 \text{ } \mu\text{m}/\text{pixel}$  ist. Bei Geschwindigkeiten um  $v \sim 300 \text{ m/s}$  führt dies zu einer akzeptablen Bewegungsunschärfe im Bereich  $v \cdot \tau_B = 5.4 \text{ } \mu\text{m} \Leftrightarrow 2 - 4 \text{ pixel}$ . Tatsächlich wird die theoretische optische Auflösung nicht erreicht, da einige Bereiche des Sprays außerhalb der Tiefenschärfe ( $\sim 40 \text{ } \mu\text{m}$  [113]) der Abbildung liegen und die Abbildungsqualität z.B. durch Ölnebel innerhalb der Kammer oder Tröpfchen auf deren Fenster abnimmt.

### Bildverarbeitungsverfahren

Detaillierte Aufnahmen von Dieselsprays zeigen eine große Vielfalt an Zerfallsmechanismen. Das Spektrum reicht von intakten Flüssigkeitssäulen, Oberflächenwellen, parallel oder quer zur Sprayrichtung ausgerichteten Ligamenten bis hin zu großen und kleinen Tröpfchen. Die aufgezählten Strukturen können sich zudem außerhalb des Tiefenschärfebereichs der Abbildung befinden; auch Verschmutzungen auf den optischen Elementen können dazu führen, dass Teile des Bildes unscharf oder verzerrt werden. Der korrekte Umgang mit den uneinheitlichen Formen der „Sprayoberflächen“ ist für die bildverarbeitenden Algorithmen, deren Aufgabe die Ermittlung der makroskopischen Spray-Parameter (Richtung, Eindringtiefe, Kegelwinkel – s. Abb. 2.3) ist, eine große Herausforderung. Da es beträchtliche Streuungen zwischen einzelnen Einspritzvorgängen gibt, kann nur eine statistische Betrachtung zahlreicher Einspritzungen zuverlässige Ergebnisse liefern. Da für eine sinnvolle Auswertung ohnehin eine ausreichende hohe Zahl an Aufnahmen vorliegen muss, lassen sich die komplizierten Formen der Spraykonturen erheblich vereinfachen, in dem der Mittelwert der einzelnen Bilder berechnet wird. Jedem Pixel  $(i, j)$  eines

<sup>8</sup>Questar 100, auch als „Long Distance Microscope“ bekannt



**Abbildung 4.10:** Schematische Darstellung der klassischen statistischen Bildverarbeitungsmethoden zur Ermittlung von Richtung und Mikrokegelwinkel der Sprays (z.B. [155])

Bildes (Index  $k$ ) ist ein Grauwert  $x_k(i, j)$  zugeordnet; das Mittelwertbild setzt sich einfach aus den Mittelwerten  $\bar{x}(i, j)$  aller einzelnen Pixel der ursprünglichen Bilder zusammen. Neben dem Mittelwert können so auch höhere statistische Momente, etwa die Standardabweichung  $\sigma(i, j)$  berechnet werden (Abbildung 4.10).

Durch die Mittelung der Einzelbilder verschwinden die komplexen Formen an den (bei guter Abbildungsqualität) scharf definierten Oberflächen der Sprays und werden durch glatte, breite Übergangszonen ersetzt. Deren einfache Form erleichtert die Auswertung der Bilder erheblich. Nachteil ist allerdings, dass ein geeigneter Schwellwert gefunden werden muss, der den Übergang von der flüssigen zur gasförmigen Phase markiert. Besonders auf den ermittelten Kegelwinkel  $\theta_a$  hat die Wahl dieses Schwellwertes aufgrund der Breite der Übergangsgebiete einen erheblichen Einfluss.

Die Standardabweichung der Einzelbilder hat in den Außenbereichen und im Kern des Sprays niedrige Werte, da sich dort zwischen den einzelnen Aufnahmen kaum Änderungen ergeben (die Schwankungen der Hintergrundbeleuchtung – sowie, mit deutlich geringerem Anteil, der Dunkelstrom des CCD-Arrays – führen dazu, dass  $\sigma(i, j)$  nicht auf 0 zurückgeht). Dazwischen liegen die Übergangsbereiche, wo aufgrund der hohen Variationen zwischen den einzelnen Einspritzungen  $\sigma(i, j)$  hohe Werte annimmt. In Abbildung 4.10 sind diese Bereiche als helle Linien zu erkennen. Die Maxima von  $\sigma(i, j)$  (entlang einer Linie, die näherungsweise senkrecht zur Spray-Richtung liegen sollte) können mit den Konturen des Sprays identifiziert werden, woraus sich wiederum ein Kegelwinkel  $\theta_\sigma$  berechnen lässt. Das zweite Verfahren hat den Vorteil, unabhängig von Schwellwerten zu sein und weniger empfindlich auf inhomogene Beleuchtung zu reagieren,

da durch Berücksichtigung von  $\bar{x}(i, j)$  bereits eine Hintergrundkorrektur stattfindet [2].

### 4.3 Streuung des Laserlichts an Spray-Strukturen

Eine einfache Beschreibung eines Sprays ist im Primärzerfallsbereich meistens nicht möglich. Schattenaufnahmen zeigen neben (annähernd) runden Tröpfchen in vielen Fällen Ligamente, die sich vom dichten Kernbereich des Sprays lösen und/oder einen Flüssigkeitszylinder, an dessen Oberfläche sich erst Wellen bilden, aus denen sich anschließend Ligamente oder Tröpfchen vom Hauptstrahl lösen. Die Art der Wechselwirkung des Laserlichts mit den Strukturen, die das Spray bilden, ist daher außerordentlich komplex<sup>9</sup> und ebensowenig einheitlich wie die Erscheinungsbilder der untersuchten Sprays. Im folgenden sollen die wichtigsten Effekte aufgelistet und erläutert werden. Das Laserlicht wird dabei als ebene Welle betrachtet, und die Analyse beschränkt sich auf Strukturen, deren Dimensionen wesentlich größer als die (Vakuum-)Wellenlänge  $\lambda$  des Laserlichtes sind<sup>10</sup>. Das einfallende Licht kann nun als Bündel paralleler Lichtstrahlen aufgefasst werden. Die einzelnen Strahlen können dabei voneinander unterschieden bzw. als voneinander unabhängig betrachtet werden. Jeder Strahl hat daher eine wohldefinierte Trajektorie. Strahlen, die die Oberfläche eines Partikels treffen, werden teilweise *reflektiert* und teilweise *gebrochen*, wobei sie (eventuell nach mehreren internen Reflektionen) aus dem Partikel wieder austreten. Die *Absorption* von Licht innerhalb der Flüssigkeit kann dagegen vernachlässigt werden. Da die Richtungen von einfallendem und gestreutem Licht sich unterscheiden, weist der Bereich unmittelbar nach dem Partikel eine geringere Intensität auf als der Bereich vor dem Partikel – das Tröpfchen wirft einen *Schatten*. Es bildet daher ein Hindernis für die Ausbreitung des Lichts, so dass nach dem Huygens'schen Prinzip *Beugungseffekte* auftreten.

Beim LCV wird das Spray von hinten beleuchtet, ähnlich einem Aufbau für Schattenaufnahmen. Für ein einzelnes, rundes Tröpfchen können (näherungsweise unabhängig von der Tropfengröße) daher folgende Effekte (Vorwärtsstreuung) als dominant angesehen werden:

**Schatten:** Hinter dem Tröpfchen befindet sich ein Schatten, ein Gebiet geringer Lichtintensität. Wenn das Tröpfchen sich in der Ebene befindet, die scharf abgebildet wird, ist auf dem Schirm (Halterung der optischen Fasern) ein entsprechendes, dunkles Gebiet zu erkennen, dessen Durchmesser  $M \cdot D_{Tr}$  (Vergrößerungsmaßstab  $\times$  Durchmesser des Tröpfchens) beträgt.

**gebrochenes Licht erster Ordnung:** Strahlen, die annähernd senkrecht auf die Oberfläche des Partikels fallen (d.h. auf die Mitte des Tröpfchens fallen), werden beim Ein- und Austritt in die Flüssigkeit nur geringfügig abgelenkt. Diese Strahlen erreichen ebenfalls die Abbildungsebene und bilden einen hellen Bereich (Brennpunkt, englisch „glare point“) in der Mitte des Schattens, dessen Größe (bei ausreichend kleinem Partikel) nur von der Apertur des Objektivs abhängt. Für das verwendete Objektiv ( $R_L = 7$  mm,  $f = 12$  mm) kann abgeschätzt werden, dass der Brennpunkt einen Durchmesser von  $\sim 0.34 D_{Tr} \cdot M$  hat und ca. 45% des Lichts, das auf die Oberfläche des Tropfens fällt, bündelt.

<sup>9</sup>Eine umfassende Behandlung der Streuung von Licht durch kleine Teilchen findet sich z.B. bei VAN DE HULST [66], die wichtigsten Ergebnisse sind in [4] zusammengefasst.

<sup>10</sup>Die Anwendung der geometrischen Optik ist bei sphärischen Objekten gerechtfertigt, wenn beide Mie-Parameter  $x_M = \pi D_{Tr}/\lambda$  und  $y_M = m x_M \ll 1$  sind. Physikalisch bedeutet dies, dass die Wellenlänge des Lichts sowohl im Vakuum ( $x_M$ ) als auch im Tröpfchen (bzw. Bläschen oder Kugel) ( $y_M$ ) deutlich kleiner als der Durchmesser des Tröpfchens ist [4, 66].  $m$  bezeichnet hierbei das Verhältnis der Brechungsindizes von Tröpfchen und Umgebung.

**reflektiertes Licht:** Strahlen, die in einem sehr kleinen Winkel auf die Oberfläche des Tröpfchens fallen (d.h. das Tröpfchen am äußersten Rand streifen), werden vorwiegend reflektiert und erfahren dabei nur eine kleine Änderung ihrer Richtung. Sie erzeugen einen (schwachen) „Halo“ um den Schatten des Partikels, dessen Durchmesser durch die Apertur des Objektivs begrenzt wird und (für den verwendeten Aufbau) etwa  $\sim 1.11 D_{Tr} \cdot M$  beträgt. Da dieser Ring nur ca. 5% des auf das Partikel fallenden Lichts enthält, und der Bereich außerhalb des Schattens bereits hell ist, ist er in der Regel kaum auszumachen.

Die Bedeutung der in 2. und 3. aufgelisteten Effekte nimmt mit steigender Apertur des Objektivs zu, da nur Strahlen, deren Streuwinkel kleiner ist als der maximale Akzeptanz-Winkel des Objektivs die Abbildungsebene erreichen.

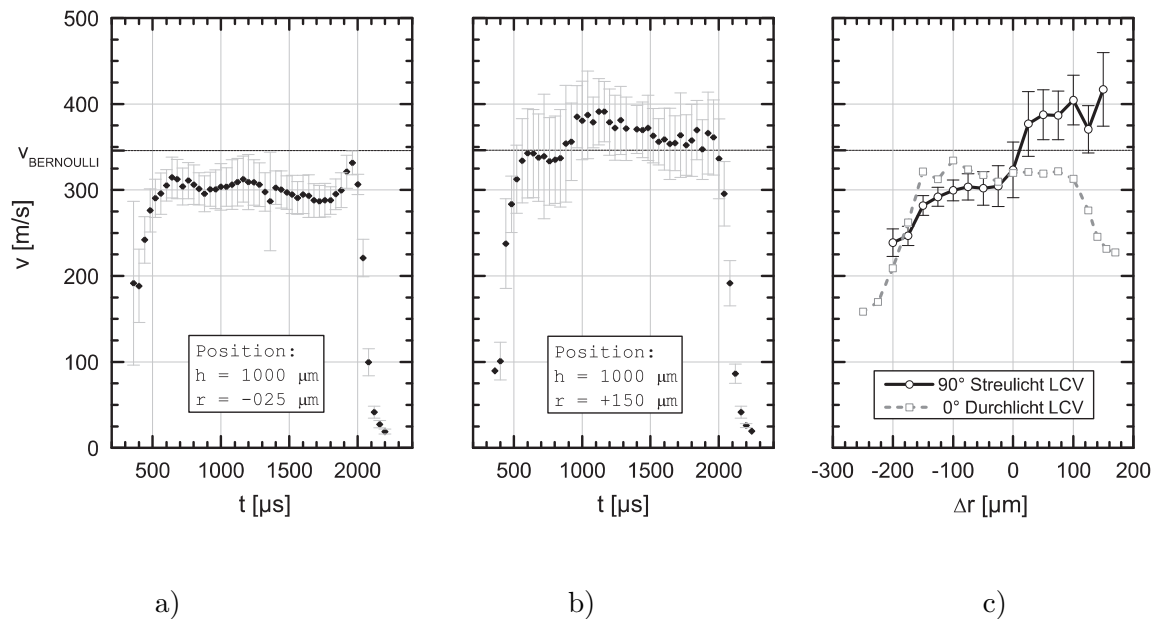
Strahlen, die nach mehreren internen Reflektionen auf die Abbildungsebene gelangen, können dagegen vernachlässigt werden, da ihre Intensität deutlich unter der der bereits genannten Effekte ist. Wichtig ist jedoch das Beugungsbild, dass hinter den Tröpfchen entsteht. Es ist nach dem *Babinet-Prinzip* [66, 4] bis auf eine  $\pi/2$ -Phasenverschiebung identisch mit dem Beugungsbild einer Lochblende „gleicher“ Form. Im Fernfeld dominiert das gebeugte Licht im Bereich sehr kleiner Streuwinkel, das Beugungsmuster eines *scharf abgebildeten* Partikels ist jedoch nicht sichtbar<sup>11</sup> – die Ränder des Schattens sind scharf und deutlich. Die Beugungsmuster von (sehr kleinen) Partikeln, die sich weit hinter der Objektebene befinden (wovon es zahlreiche geben kann, da  $\Delta z_{TS} \ll D_{Sl}$ ), können aber den Anschein eines größeren Partikels hervorrufen. Da die Leistung des gebeugtem Lichts aber der Leistung entspricht, die auf das Teilchen fällt, sind solche „Geisterbilder“ nur sehr schwach.

Gebrochene (2.) und reflektierte (3.) Strahlen erreichen die Abbildungsebene nur, wenn die Oberflächen der streuenden Struktur *glatt* und *durchsichtig* sind (der Effekt kann bei Schattenbildern gut beobachtet werden: nur bei intakten, glatten flüssigen Säulen ist in der Mitte ein heller Streifen sichtbar, Schaum oder unregelmäßige Kavitationsfilme erscheinen durchgehend dunkel). Schatten und Beugungsmuster entstehen aber unabhängig von der Beschaffenheit der Oberfläche (tatsächlich wird der Schatten durch Interferenz von einfallendem und gebeugtem Licht erzeugt).

Aufgrund seiner Dichte und Komplexität kann ein Dieselspray nicht als Ansammlung glatter runder Tröpfchen beschrieben werden, und die Bedeutung der Mehrfachstreuung darf keinesfalls unterschätzt werden [68]. Dennoch zeigt die vorliegende Liste, dass die Signale beim LCV nicht ausschließlich durch Schatten (bzw. deren kurzfristige Unterbrechung) zustande kommen müssen. Keiner der genannten Effekte stellt ein Hindernis für die Ermittlung der mittleren Flugzeit dar.

Mit einem einfachen Experiment konnte gezeigt werden, dass neben dem dominierenden Schatten auch Streulicht einen Beitrag zu den Signalen der Photodioden beiträgt. Hierzu wurde der Prüfstand für eine Messreihe vorbereitet, die Abbildung der zentralen Spray-Ebene auf dem Schirm scharfgestellt und anschließend durch Einsetzen von zwei Spiegeln in den Strahlengang des Lasers das Licht so umgelenkt, dass die Beleuchtung der Messvolumen nicht mehr entlang der optischen Achse, sondern senkrecht dazu erfolgte. Nach dieser Modifikation konnte nur noch Licht registriert werden, das durch Streuung im Spray um einen Winkel von  $90^\circ$  umgelenkt wird. Ergebnisse dieses Versuchs sind in Abb. 4.11 dargestellt.

<sup>11</sup> „Abgebildet“ wird die Intensitätsverteilung des Lichts in der Objektebene

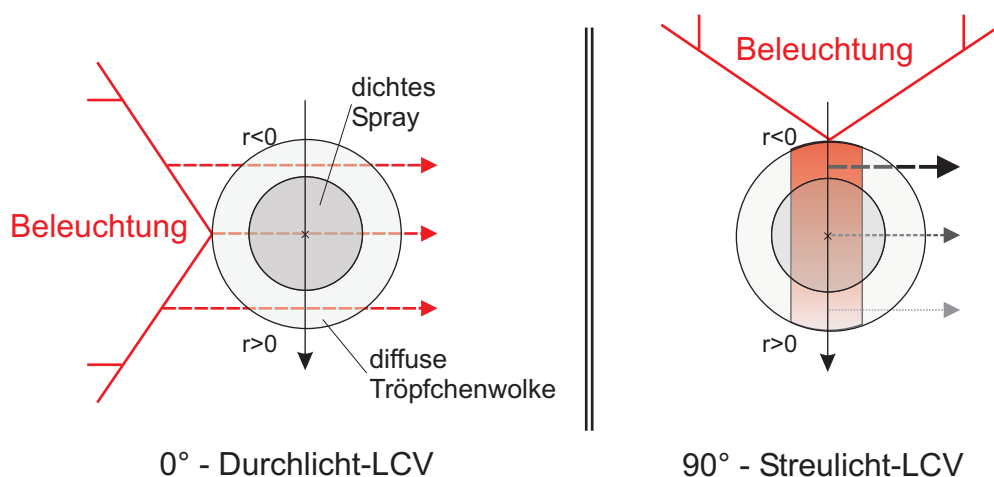


**Abbildung 4.11:** Vergleich des konventionellen Durchlicht-LCV-Systems mit einem Streulicht-Aufbau. Hierbei wurde die in Abschnitt 4.5.1 beschriebene kavitierende Einlochvorausdüse bei  $p_E = 50 \text{ MPa}$  verwendet.

a), b) Beispiele mittels Streulicht-LCV gemessener  $v(t)$

(Fehlerbalken  $\Leftrightarrow$  Fluktuationen zwischen verschiedenen Einspritzungen)

c) Vergleich der Geschwindigkeitsprofile (s. Abschnitt 4.4.3) zwischen Streu- und Durchlicht-Aufbau



**Abbildung 4.12:** Strahlengang beim Durchlicht- und beim Streulicht-Aufbau (Richtung des Sprays: in die Bildebene hinein, d.h. in  $x$ -Richtung.)



Während beide Geschwindigkeitsprofile im Bereich  $r < 0$  einander noch relativ ähnlich sind, unterscheiden sich die Ergebnisse des Streulicht-Versuchs bei  $r > 0$  stark von der Referenzkurve. Die Ergebnisse sind wenig plausibel, da das Profil asymmetrisch ist und die gemessenen Geschwindigkeiten zu hoch ( $v > v_{Ber}$ ) sind. Ein genauer Vergleich des Strahlengangs des einfallenden Laserlichts liefert einen plausiblen Erklärungsansatz (Abb. 4.12):

Beim Durchlicht-Aufbau ändert sich der Strahlengang nur unwesentlich in Abhängigkeit des Messpunktes; im wesentlichen können die Gebiete „dichtes“ und „diffuses Spray“ unterschieden werden. Beim Streulicht-Aufbau muss der einfallende Laserstrahl bei  $r < 0$  nur eine geringe Entfernung innerhalb des Sprays zurücklegen, bei  $r > 0$  muss hingegen mehr als die Hälfte des Sprays durchquert werden. Dabei wird das einfallende Licht aufgrund der hohen optischen Dichte des Sprays stark abgeschwächt. Die verbliebenen Signale sind vermutlich so schwach, dass sie für eine sinnvolle Auswertung nicht mehr ausreichen und von stärkeren Signalen aus Regionen außerhalb der Detektionsvolumen überstrahlt werden.

Ein Vergleich der Signalstärken konnte aufgrund der Frequenzfilterung nicht durchgeführt werden. Der Versuch zeigt jedoch, dass die nutzbaren Signale nicht nur auf Schatten bzw. kurzzeitige Abwesenheit des Schattens beschränkt sind, eine sinnvolle Anwendung der Streulicht-Variante jedoch nur in optisch ausreichend dünnen Sprays möglich ist. Aus diesem Grund wurde der 90°-LCV-Aufbau im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter verwendet oder untersucht.

## 4.4 Auswertung der aufgezeichneten Signale

Zur Bestimmung der Spraygeschwindigkeit muss die zeitliche Verschiebung  $\Delta t$  zwischen den beiden APD-Signalen (Abb. 4.13 zeigt einen Ausschnitt) möglichst genau ermittelt werden. Da über die genaue Form der Ausschläge wenig bekannt ist und keine Annahmen dazu gemacht werden sollen geschieht dies am besten über die mathematische Methode der *Kreuzkorrelation*. Im folgenden Abschnitt wird daher zuerst das Verfahren vorgestellt und anschließend werden die Effekte diskutiert, die einen Einfluss auf die erzielbare Genauigkeit haben könnten.

### 4.4.1 Ermittlung von $\Delta t$ mittels Kreuzkorrelation

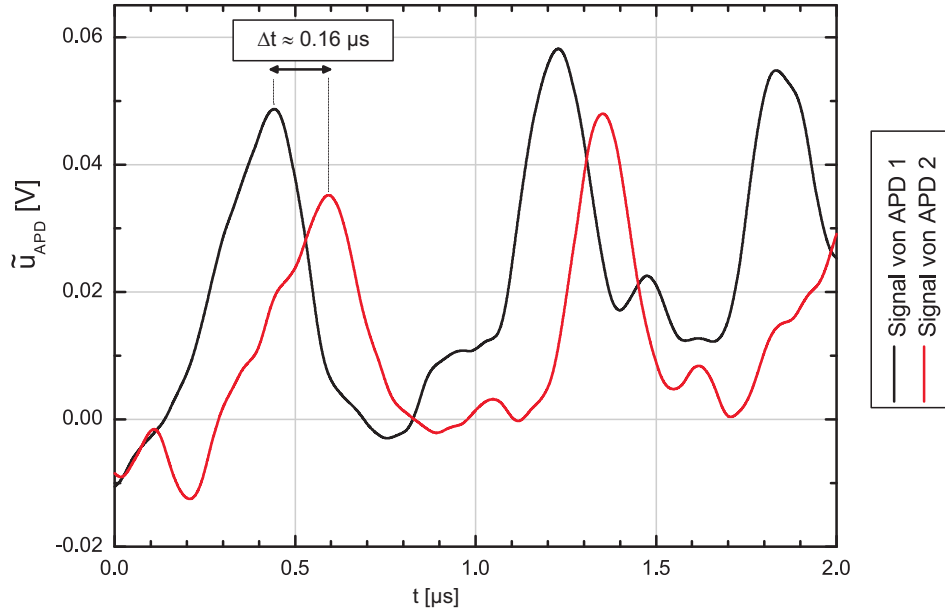
Die Kreuzkorrelationsfunktion  $R_{xy}(\tau)$  von zwei Signalen  $\{x(t), y(t)\}$  wird als

$$R_{xy}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t)y(t+\tau) dt \quad (4.13)$$

definiert. Für „ähnliche“ Signale ( $x(t) \sim y(t + \Delta t)$ ), die zueinander um einen Zeitversatz  $\Delta t$  verschoben sind, ist die Korrelationsfunktion bei einer Verschiebung  $\tau = \Delta t$  maximal. Die Bestimmung dieser Verschiebung kann daher auf die Berechnung der Kreuzkorrelationsfunktion und die Lokalisierung ihres Maximums zurückgeführt werden [14].

In der Praxis sind die Signale  $\{x(t), y(t)\}$  nie für alle Zeiten  $t \in ]-\infty; +\infty[$  bekannt, sondern nur innerhalb eines endlichen Zeitfensters  $[t_1; t_2]$ . Aus Gl. 4.13 wird daher

$$R_{xy}(\tau) = \int_{t_1}^{t_2} x(t)y(t+\tau) dt, \quad (4.14)$$



**Abbildung 4.13:** APD-Signale (Ausschnitt, frequenzgefiltert)

wobei normalerweise  $x(t) = y(t) = 0$  für  $t < t_1$  und  $t > t_2$  angenommen wird<sup>12</sup>. Darüber hinaus liegen gemessene Signale nicht als kontinuierliche Funktionen  $\{x(t), y(t)\}$ , sondern als Reihe diskreter Messwerte (den Stützstellen  $\{x(t_i), y(t_i)\}$ ) zu den diskreten Zeitpunkten  $t_i$  ( $i = 0, \dots, N-1$ ) vor. Die Zeitschritte  $t_{i+1} - t_i$  bzw. die Abtastrate  $f_A = 1/(t_{i+1} - t_i)$  sind dabei in der Regel konstant. Bei der Signalauswertung wird dies durch den Übergang von Integralen zu Summen berücksichtigt:

$$\int_{t_1}^{t_2} \dots dt \rightarrow \frac{1}{f_A} \sum_{i=0}^{N-1} \dots \quad (4.15)$$

Die Division durch die konstante Abtastrate in 4.15 ist unwesentlich und unterbleibt daher in den meisten Fällen. Für diskrete Daten ist die Kreuzkorrelationsfunktion demnach durch

$$R_{xy}(\tau_j) = \sum_{i=0}^{N-1} x(t_i) y(t_i + \tau_j) \quad (4.16)$$

gegeben, wobei  $R_{xy}(\tau_j)$  diskret und nur für solche Werte  $\tau_j$  definiert ist, für die ein  $t_k$  mit  $\pm t_k = \tau_j$  existiert. Die übliche Normierung von  $R_{xy}$  ist

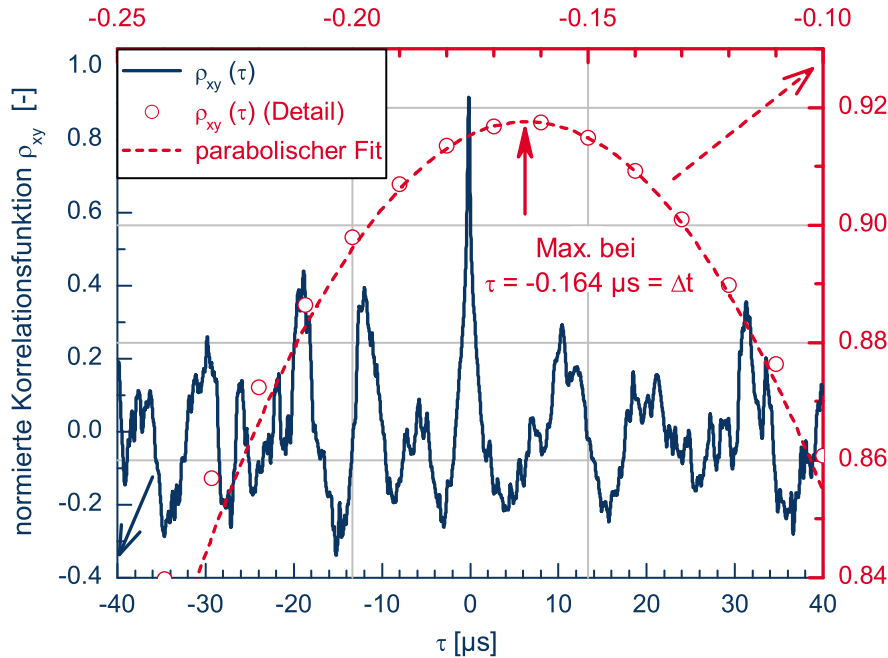
<sup>12</sup>Häufig wird auch die Kreuzkovarianzfunktion  $C_{xy}(\tau)$  verwendet. Sie ist die Kreuzkorrelationsfunktion der Signale  $\{(x - \bar{x}), (y - \bar{y})\}$ , denen der Mittelwert abgezogen wurde. Bei endlichen Integrations-Intervallen  $[t_1; t_2]$  unterscheiden die Funktionen sich nur durch einen Offset:  $C_{xy}(\tau) = R_{xy}(\tau) - (t_2 - t_1)\bar{x}\bar{y}$ . Bei einem unendlichen Integrationsbereich wie in Gl. 4.13 ist das Integral dagegen nur definiert, wenn  $\bar{x} = \bar{y} = 0$  ist. Da bei den im Rahmen dieser Arbeit vorgenommenen Auswertungen vor allen weiteren Berechnungen die Mittelwerte von den Signalen abgezogen werden ( $x \rightarrow (x - \bar{x})$ ,  $y \rightarrow (y - \bar{y})$ ), sind Korrelations- und Kovarianzfunktion identisch. Im folgenden wird, in Übereinstimmung mit dem überwiegenden Teil der Literatur, ausschließlich von Korrelationen gesprochen, obwohl tatsächlich die Kovarianzfunktionen der gemessenen Signale berechnet werden.

$$\rho_{xy}(\tau) = \frac{R_{xy}(\tau)}{\sqrt{R_{xx}(0) \cdot R_{yy}(0)}}, \quad (4.17)$$

da dann für alle  $\tau$   $|\rho_{xy}(\tau)| \leq 1$  ist [14], wobei das Gleichheitszeichen nur auftritt, wenn  $x$  und  $y$  bis auf eine konstante zeitliche Verschiebung zueinander proportional sind ( $x(t) = a \cdot y(t + \Delta t)$ ,  $a \neq 0$ ). Es ist sofort einzusehen, dass  $\rho_{xx}(0) = \rho_{yy}(0) = 1$  sind.

Für weitere Einzelheiten zur Berechnung von Kreuzkorrelationsfunktionen und die Implementierung dieser Rechenschritte im LABVIEW-Steuerungsprogramm wird auf Anhang A.4 verwiesen.

Die Dieseleinspritzung ist kein stationärer Vorgang. Die Spraygeschwindigkeiten unterliegen daher während eines Einspritzvorgangs zeitlichen Schwankungen. Von einer „Spraygeschwindigkeit“ kann daher nur innerhalb kurzer Zeitfenster gesprochen werden, deren Dauer so gering ist, dass die Geschwindigkeit innerhalb dieser Zeitfenster keinen *reproduzierbaren* Schwankungen unterliegt. Die Signale  $U_1(t)$  und  $U_2(t)$ , die von den Avalanche Photodioden während der Dauer der Einspritzung aufgezeichnet werden, werden daher in Zeitfenster der Dauer  $KF$  unterteilt; für jedes dieser Zeitfenster wird die normierte Kreuzkorrelationsfunktion berechnet und daraus die zeitliche Verschiebung und die Geschwindigkeit bestimmt. Daraus ergibt sich der Geschwindigkeitsverlauf  $v(t)$  der Einspritzung, wobei der Zeitpunkt  $t$  mit dem Mittelpunkt der jeweiligen Korrelationsfenster identifiziert wird. Abbildung 4.14 zeigt beispielhaft eine Korrelationsfunktion von gemessenen APD-Signalen. Ein deutliches Maximum ist in der Nähe von  $\tau = 0$  zu erkennen.



**Abbildung 4.14:** Normierte Kreuzkorrelationsfunktion  $\rho_{xy}$  der APD-Signale aus Abb. 4.13, berechnet innerhalb eines  $KF = 4096 \times 10 \text{ ns} = 40.96 \text{ } \mu\text{s}$  langen Zeitfensters. (durchgezogene, blaue Kurve; linke + untere Achse)  
Detail von  $\rho_{xy}$  um ihr Maximum bei  $\tau \approx \Delta t$ , Anpassung an parabolische Funktion. (gestrichelte, rote Kurve; rechte + obere Achse)

Die Stützstellen der Korrelationsfunktion  $\rho_{xy}$  liegen im gleichen zeitlichen Abstand vor wie die Stützstellen der Signale, aus denen sie berechnet wurde. Die Lage des Maximums von  $\rho_{xy}$  muss daher in einem ersten Schritt als Punkt  $\Delta t_i$  angesehen werden, für den  $\rho_{xy}(\Delta t_i)$  seinen Maximalwert annimmt. Tatsächlich kann sich das Maximum der kontinuierlichen Korrelationsfunktion aber innerhalb eines Zeitfensters  $\Delta t_i \pm t_A/2$  befinden, wobei  $t_A = 1/f_A = t_{j+1} - t_j$  der zeitliche Abstand der Stützstellen von  $\rho_{xy}$  ist. Bei einer Abtastrate von  $f_A = 100$  MHz, wie sie in weiten Teilen dieser Arbeit verwendet worden ist, entspricht dies  $t_A = 0.01 \mu\text{s}$ . Bei hohen Geschwindigkeiten liegen typische Werte der zeitlichen Verschiebung  $\Delta t$  im Bereich  $\sim 0.13 \mu\text{s}$  ( $\Delta x = 55 \mu\text{m}$ ,  $v \sim v_{Ber}(\Delta p = 80 \text{ MPa}) \sim 400 \text{ m/s}$ ), die relative Genauigkeit beträgt daher nur unbefriedigende  $\pm t_A/2\Delta t \sim 0.04$ .

Als Ausweg aus diesem Problem bietet sich neben einer höheren zeitlichen Auflösung, die mit höheren Datenmengen und Rechenzeiten erkaufte würde, eine Einbeziehung der benachbarten Punkte um das Maximum an<sup>13</sup>. Da die Kreuzkorrelationsfunktion eine statistische Schätzung für die Übereinstimmung der Signale ist, enthalten alle Werte von  $\rho_{xy}(\tau)$  Informationen zur Signalverschiebung. Eine Möglichkeit zur genaueren Bestimmung der Lage des Maximums ist daher das Anpassen der Daten  $\{\tau_j, \rho_{xy}(\tau_j)\}$  an eine geeignete Funktion innerhalb eines symmetrischen Zeitbereichs um den Maximalwert von  $\rho_{xy}$  [114]. Polynome 2. Ordnung sind hierfür besonders geeignet, da sich fast jede glatte Funktion in der Nähe eines Maximums durch eine Parabel approximieren lässt (s. auch 4.4.2).

### Validierung der Messwerte

Jeder beliebige endliche Datensatz besitzt einen Maximalwert. Daher ist bei der Auswertung der Korrelationsfunktionen ein Verfahren nötig, mit dem festgestellt werden kann, ob aus ihrem Maximum die Spraygeschwindigkeit berechnet werden kann oder ob es durch zufällige Korrelation von Rauschstrukturen zustande kam.

Die Signale der Photodioden kann man sich in einem vereinfachten Modell als Überlagerung eines „Informationsträgers“  $s(t)$ , gemeinsamen elektronischen Rauschens  $e(t)$  und unabhängigem Rauschen  $n(t)$ ,  $m(t)$  vorstellen:

$$\begin{cases} x(t) &= s(t) + e(t) + n(t) \\ y(t) &= \alpha \cdot s(t - \Delta t) + e(t) + m(t) \end{cases} \quad (4.18)$$

Hierbei wird der Abschwächungsfaktor  $\alpha$  (mit  $0 < \alpha \leq 1$ ) eingeführt, um den Zerfall des Informationsträgers auf der Übertragungsstrecke zu modellieren. Physikalisch lässt sich  $\alpha$  mit Veränderungen der Tracer-Strukturen (Form, Orientierung) auf dem Weg vom ersten zum zweiten Detektionsvolumen, sowie mit Strukturen, die nur eines der beiden DV passieren, begründen. Die Kreuzkorrelation dieser Signale ist dann

$$R_{xy}(\tau) = \alpha \cdot R_{ss}(\tau - \Delta t) + R_{ee}(\tau), \quad (4.19)$$

da  $R_{es}$ ,  $R_{em}$ ,  $R_{ne}$ ,  $R_{ns}$ ,  $R_{sm}$  und  $R_{nm}$  aufgrund der statistischen Unabhängigkeit der zugrunde liegenden Signale alle verschwinden.

Die zur Normierung erforderlichen Autokorrelationsfunktionen sind

<sup>13</sup>Dies setzt ausreichend breite Maxima voraus, d.h. die benachbarten Punkte müssen dem Maximum zugeordnet werden können [96]. Für alle Betriebspunkte, die im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurden, ist diese Bedingung allerdings eindeutig erfüllt.

$$R_{xx}(\tau) = R_{ss}(\tau) + R_{ee}(\tau) + R_{nn}(\tau) \quad (4.20)$$

$$R_{yy}(\tau) = \alpha^2 R_{ss}(\tau) + R_{ee}(\tau) + R_{mm}(\tau), \quad (4.21)$$

woraus mit  $N = R_{nn}(0)$ ,  $M = R_{mm}(0)$ ,  $E = R_{ee}(0)$ ,  $S = R_{ss}(0)$  und  $N = M$  (auf beiden Kanälen gleich starkes Rauschen)

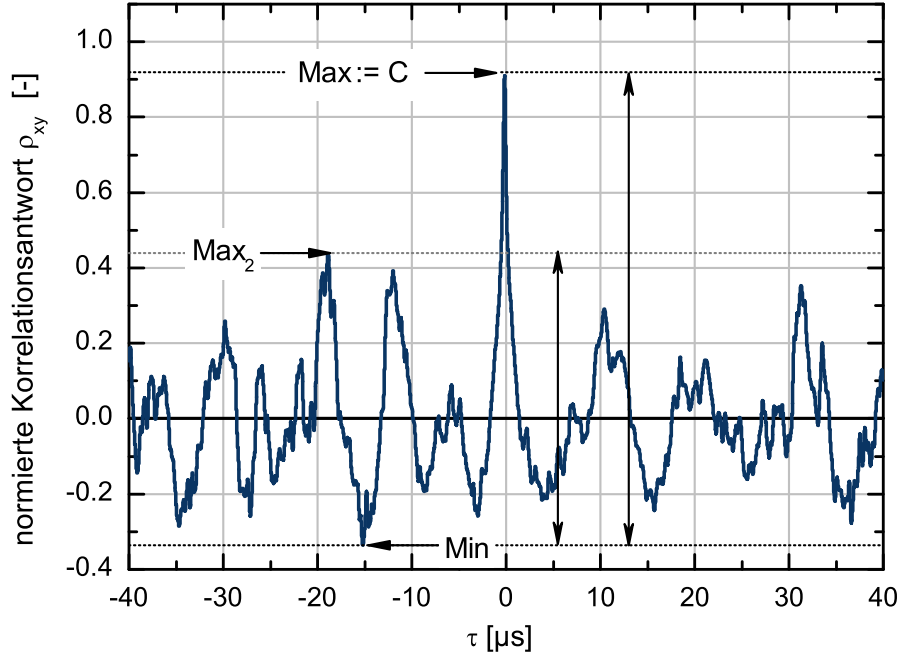
$$\rho_{xy}(\tau) = \frac{\alpha \cdot R_{ss}(\tau - \Delta t) + R_{ee}(\tau)}{\sqrt{(S + N + E)(\alpha^2 S + N + E)}} \quad (4.22)$$

wird. Für ausreichend breitbandiges oder schwaches Rauschen  $e(t)$  ( $R_{ee}(\Delta t) \sim 0$  bzw.  $E \ll \alpha S$ ) hat die normierte Korrelationsfunktion ihr Maximum bei  $\tau = \Delta t$ . Dabei nimmt sie den Wert

$$\rho_{xy}(\Delta t) = \frac{\alpha S}{\sqrt{(S + N + E)(\alpha^2 S + N + E)}} \quad (4.23)$$

an.  $\rho_{xy}(\Delta t)$  ist für  $(E + N) = 0$  bzw.  $\alpha = 1$  maximal und nimmt mit steigenden  $E$ ,  $N$  bzw. sinkendem  $\alpha$  ab. Daher kann  $\rho_{xy}(\Delta t)$  als Indikator für die Güte der Korrelation zwischen  $x(t)$  und  $y(t)$  verwendet werden. Es bietet sich daher an, den Maximalwert der berechneten, normierten Korrelationsfunktion als Validierungskriterium einzusetzen (Abbildung 4.15 zeigt ein Beispiel):

$$C = \text{Max} \{ \rho_{xy}(\tau_j) \} = \rho_{xy}(\Delta t_i) \quad (4.24)$$



**Abbildung 4.15:** Validierungskriterien bei der Bestimmung von  $\Delta t$  aus der Kreuzkorrelationsfunktion

Die in den Abbildungen 4.14, 4.15 gezeigte Korrelationsfunktion zeigt neben einem deutlich ausgeprägtem Hauptmaximum zahlreiche Nebenmaxima und Minima, ein typisches Verhalten für bandbreitenbegrenztes Rauschen. Daher muss der Frage nachgegangen werden, mit welcher Sicherheit die Spraygeschwindigkeit durch das höchste Maximum angezeigt wird. Ein einfaches Maß für die Eindeutigkeit, mit der das „richtige“ Maximum bestimmt werden kann, ist das Verhältnis des höchsten zum zweithöchsten Maximum:

$$HNV = \frac{\text{Max}}{\text{Max}_2} \quad (4.25)$$

Da bei Signalen, die als Überlagerung von *einfachen* Ausschlägen (wegen der Frequenzfilterung positiv und negativ) aufgefasst werden können (s. z.B. Abb. 4.13) keine nennenswerte lokalen Minima zu erwarten sind, ist der Faktor

$$q = \frac{\text{Max} - \text{Min}}{\text{Max}_2 - \text{Min}} \quad (4.26)$$

ein besseres Maß für die „Eindeutigkeit“ des höchsten Maximums.

Die Validierung eines Geschwindigkeitswerts  $v(t)$ , der innerhalb eines Zeitfensters  $KF$  um den Zeitpunkt  $t$  ermittelt worden ist, geschieht normalerweise, indem die Qualitätskriterien ( $C$ ,  $HNV$  und/oder  $q$ ) mit vordefinierten Schwellwerten verglichen werden und der Messpunkt verworfen wird, wenn die Qualitätskriterien diese Schwellwerte nicht überschreiten. In der Literatur ist sowohl der Einsatz von  $C$  ([31, 71, 72], Arbeitsgruppe von CHAVES, Freiberg) als auch  $HNV$  ([97], RENZ, Aachen) beschrieben.

Wesentlicher Vorteil der Verwendung von  $HNV$  oder  $q$  ist die einfachere und damit schnellere Berechnung, da auf eine Normierung der Korrelationsfunktion verzichtet werden kann. Durch Berücksichtigung des Minimums von  $\rho_{xy}$  bzw.  $R_{xy}$  in der Definition von  $q$  ist darüber hinaus das Subtrahieren der Mittelwerte von den Signalen nicht mehr zwingend notwendig.

Eine universelle Empfehlung eines Validierungsverfahrens oder eines Schwellwerts kann an dieser Stelle jedoch nicht erfolgen. Für die Betriebspunkte, die in dieser Arbeit untersucht wurden, sind Variationen des Signal-Rauschverhältnis um mehrere Größenordnungen gefunden worden.

Rauschen, das weder mit dem Rauschen des jeweils anderen Kanals noch mit dem Informations-träger korreliert, steht der Ermittlung der Zeitverschiebung nicht prinzipiell im Wege, verringert allerdings  $C$ , während  $q$  davon unbeeinflusst bleibt, sofern die Zeitfenster so lange gewählt werden, dass die Korrelationsfunktionen des Rauschens mit den anderen Signalen tatsächlich vernachlässigt werden können. Im Gegensatz dazu kann – ausreichend lange Zeitfenster werden wieder vorausgesetzt – erwartet werden, dass die Werte von  $q$  mit längeren Interrogationsfenstern  $KF$  steigen, während  $C$  sich dabei nicht ändern sollte. Nebenmaxima der Korrelationsfunktion können nämlich durch zufällige Korrelation der Signale *verschiedener* Tracer entstehen. Da die Lage dieser zufälligen Maxima näherungsweise gleichmäßig verteilt sein sollte, das Passieren *beider* Detektionsvolumen durch *einen* Tracer jedoch immer an der (näherungsweise) gleichen Stelle zu einem Maximum führt, wächst das Hauptmaximum mit  $KF$ , während die Höhe der Nebenmaxima konstant bleibt.  $C$  ändert sich jedoch nicht, da mit zunehmender Zahl von Tracern, die innerhalb eines Interrogationsfensters die DV durchqueren, die Maximalwerte der Autokorrelationsfunktionen in gleichem Maße wie die der Kreuzkorrelationsfunktion wachsen.

Das LABVIEW-Programm, mit dem der Prüfstand gesteuert und unmittelbar nach jeder Messung der Geschwindigkeitsverlauf im Spray ausgerechnet wird, prüft für jeden Messwert, ob die

zugehörigen Validierungskriterien  $C$  und  $q$  die vorgegebenen (und einstellbaren) Minimalwerte überschreiten. Diese sind nach Möglichkeit so zu wählen, dass

- alle „zufälligen“ Werte eliminiert werden, u.a. solche, die von Zeitfenstern vor Beginn bzw. nach Ende der Einspritzung stammen;
- (fast) alle „richtigen“ Werte berücksichtigt werden, da sonst die Gefahr besteht, dass bestimmte Bereiche der Geschwindigkeitsverteilung bevorzugt verworfen werden und somit ein (zusätzlicher) Bias in die Messungen eingeführt wird.

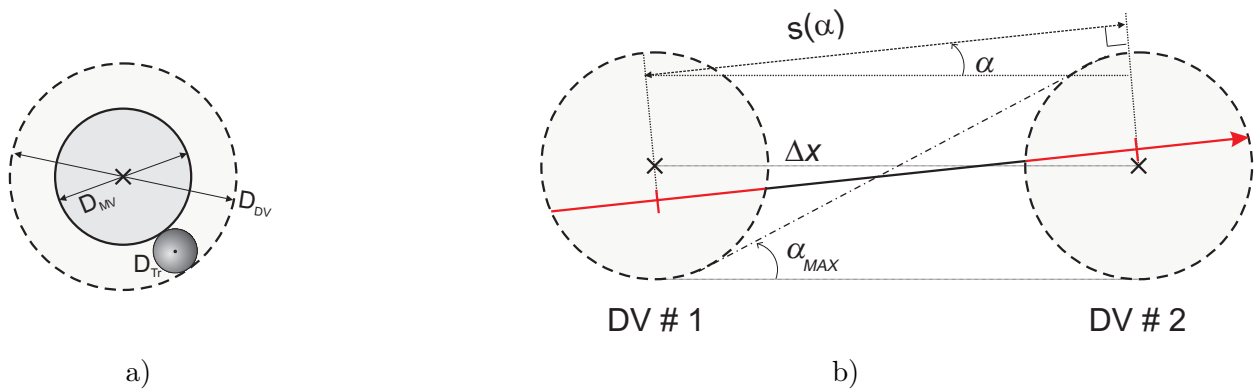
Beide Forderungen sind jedoch nicht immer gleichzeitig zu erfüllen.

#### 4.4.2 Abschätzung der Genauigkeit

Die folgenden Abschnitte enthalten eine Auflistung der Effekte, die die Genauigkeit der Geschwindigkeitsbestimmung beim Laser Correlation Velocimeter begrenzen. Drei Hauptfehlerursachen können identifiziert werden:

- Geometrische Fehler, die aufgrund der endlichen Ausdehnung der Messvolumen entstehen und zu einer Unsicherheit im Abstand  $\Delta s$  (Gl. 4.1) der Messvolumen führen;
- Unsicherheiten bei der Ermittlung von  $\Delta t$  (in Gl. 4.1) aus der Korrelationsfunktion  $\rho_{xy}(\tau)$ ;
- Schwankungen der Geschwindigkeit ( $\sigma_v$ ) aufgrund von Turbulenz sind keine Fehler im eigentlichen Sinne, können aber bei der Berechnung der statistischen Eigenschaften die Ergebnisse verzerren. Auf Turbulenz zurückzuführende Effekte werden erst in Abschnitt 4.4.4 ausführlich beschrieben, müssen in der folgenden Diskussion teilweise aber schon berücksichtigt werden.

#### Geometrische Fehler



**Abbildung 4.16:**

a) Definition der Detektionsvolumen

b) Ausrichtung der Detektionsvolumen und mögliche Verbindungswege

Abbildung 4.16 zeigt eine schematische Darstellung des Messgebietes. Da die Signale nicht von punktförmigen, sondern von ausgedehnten Strukturen hervorgerufen werden, müssen die Messvolumen (Durchmesser:  $D_{MV}$ ) um die Größe dieser Strukturen erweitert werden. Der Bereich im Raum, innerhalb dessen eine Struktur sich aufhalten muss, um das Messvolumen zu berühren, wird als *Detektionsvolumen* (DV) bezeichnet. Für sphärische Tropfen (Durchmesser:  $D_{Tr}$ ) sind die Durchmesser der DV<sup>14</sup>:

$$D_{DV} = D_{MV} + D_{Tr} \quad (4.27)$$

Durch die Erweiterung der Mess- zu Detektionsvolumen können die Tröpfchen in den folgenden Betrachtungen als punktförmig angenommen werden.

Ein Teilchen, das in einem Winkel  $\alpha$  (zur  $x$ -Achse, der Verbindungslinie zwischen den DV) durch die DV fliegt, legt dabei eine Strecke  $s(\alpha)$  zurück.  $s$  ist der mittlere Abstand zwischen den DV entlang der Fluglinie (Abb. 4.16b), Anfangs- und Endpunkte sind jeweils die Mitten der Teilstrecken innerhalb der DV. Der maximale Winkel, bei der noch eine Verbindung zwischen den DV möglich ist, wird durch

$$\sin \alpha_{Max} = \frac{D_{DV}}{\Delta x} \approx \alpha_{Max} \quad (\text{für } D_{DV} \ll \Delta x) \quad (4.28)$$

gegeben. Die zurückgelegte Strecke ist mit

$$s(\alpha) = \Delta x \cos \alpha \quad (4.29)$$

etwas *kürzer* als der Abstand der MV. Dementsprechend ist die tatsächliche Flugzeit aber auch geringer. Die tatsächliche Geschwindigkeit des Teilchens ist

$$v_s = \frac{s(\alpha)}{\Delta t}, \quad (4.30)$$

da aber  $\alpha$  unbekannt ist, wird jedoch der Wert

$$v = \frac{\Delta x}{\Delta t} = \frac{v_s}{\cos \alpha} \geq v_s \quad (4.31)$$

gemessen, der größer als  $v_s$  ist.

Der Fehler kann unter den Annahmen, dass die DV sphärisch sind und ihre Verbindungsachse exakt der Hauptströmungsrichtung ( $\alpha = 0$ ) entspricht, abgeschätzt werden. Dabei muss beachtet werden, dass Tröpfchen, die mit einem Winkel  $\alpha \neq 0$  durch das Gebiet der Detektionsvolumen fliegen, nicht notwendigerweise *beide* DV durchqueren. Darüber hinaus sind nicht alle Richtungen  $\alpha$  gleich wahrscheinlich, da beim Dieselspray die Tröpfchen der Hauptströmungsrichtung recht genau folgen. Es seien  $p_{Str}(\alpha)$  und  $p_{Det}(\alpha)$  die (nicht normierten) Wahrscheinlichkeiten, dass ein Tröpfchen sich in Richtung  $\alpha$  bewegt bzw. ein solches Tröpfchen durch beide DV fliegt. Der *effektive Weg* zwischen den DV ist dann:

$$s_{eff}(\alpha_{Max}) = \int_{-\alpha_{Max}}^{\alpha_{Max}} s(\alpha) \cdot p_{Str}(\alpha) p_{Det}(\alpha) d\alpha \Bigg/ \int_{-\alpha_{Max}}^{\alpha_{Max}} p_{Str}(\alpha) p_{Det}(\alpha) d\alpha \quad (4.32)$$

<sup>14</sup>Die Messvolumen sind nicht sphärisch, sondern Rotationsellipsoide. Es muss also zwischen den „Durchmessern“ in  $z$ -Richtung (optische Achse) und in  $x$ -,  $y$ -Richtung (senkrecht zur optischen Achse) unterschieden werden.



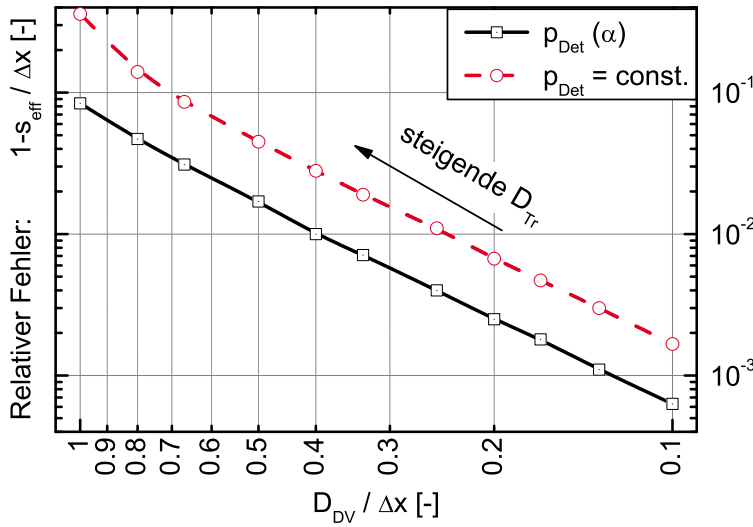
Da  $p_{Str}(\alpha)$  nicht bekannt ist, wird angenommen, alle Richtungen seien gleich wahrscheinlich ( $p_{Str}(\alpha) = \text{const.}$ ). Dadurch erhält man eine obere Grenze für den Fehler, da hauptsächlich hohe Werte von  $\alpha$  den effektiven Weg  $s_{eff}(\alpha_{Max})$  verändern. 4.32 vereinfacht sich zu

$$s_{eff}(\alpha_{Max}) \approx \int_{-\alpha_{Max}}^{\alpha_{Max}} s(\alpha) \cdot p_{Det}(\alpha) d\alpha \Big/ \int_{-\alpha_{Max}}^{\alpha_{Max}} p_{Det}(\alpha) d\alpha, \quad (4.33)$$

wobei die Detektionswahrscheinlichkeit durch Einführen der Hilfsgrößen  $L_\Delta$  und  $\theta_{Max}$  aus geometrischen Überlegungen berechnet werden kann:

$$\begin{aligned} L_\Delta^2 &= D_{DV}^2 + \Delta x^2 \sin^2 \alpha - 2D_{DV} \Delta x \sin \alpha \\ \cos \theta_{Max} &= 1 - \frac{L_\Delta}{D_{DV}} \\ p_{Det}(\alpha) &= \frac{1}{\pi} (2\theta_{Max} - \sin 2\theta_{Max}) \end{aligned} \quad (4.34)$$

Hieraus lässt sich die effektive Wegstrecke numerisch berechnen. Sie ist immer kleiner als der Abstand  $\Delta x$  der Detektionsvolumen. Die relativen Abweichungen  $1 - s_{eff}/\Delta x$ , die nur vom Verhältnis  $D_{DV}/\Delta x$  abhängen, sind in Abb. 4.17 skizziert.



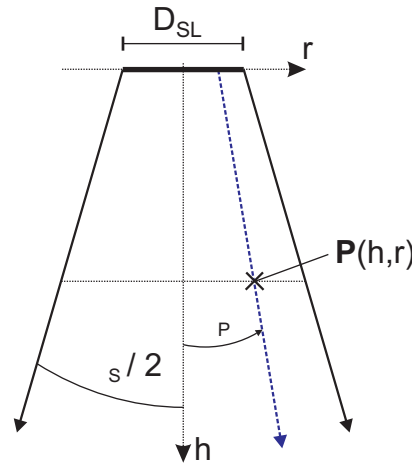
**Abbildung 4.17:** Obere Grenze für den relativen geometrischen Fehler. Die durchgezogene Linie ist nach Gl. 4.33 berechnet, bei der gestrichelten wurde zum Vergleich  $p_{Det}$  als konstant angenommen.

Bei den Messreihen, die in dieser Arbeit vorgestellt werden, war immer (bedingt durch die Konstruktion der Halterung der optischen Fasern)  $\Delta x = 3D_{MV} \sim 55 \mu\text{m}$ . Selbst bei größeren Tröpfchen ( $D_{Tr} \sim D_{MV}$ ) ist damit der relative Fehler, der aus der Ausdehnung der Detektionsvolumen resultiert, stets kleiner als ca. 2%.

### Projektion der Geschwindigkeiten auf die zentrale Spray-Achse

Der sinnvolle Einsatz der in Abschnitt 4.2 beschriebenen Messtechnik erfordert eine *a priori* Kenntnis der Richtung der Geschwindigkeitsvektoren, deren Betrag bestimmt werden soll. Denn nur solche Tracer-Strukturen, die beide Detektionsvolumen durchqueren, können zur Geschwindigkeitsbestimmung herangezogen werden. In diesem Fall wird aber tatsächlich nicht der

Absolutwert der Geschwindigkeit gemessen, sondern deren „Projektion“ auf die Verbindungsachse zwischen den Detektionsvolumen. Bei der Umrechnung der zeitlichen Versätze in Geschwindigkeiten wird nämlich immer davon ausgegangen, dass die zurückgelegte Strecke exakt dem Abstand zwischen den Mittelpunkten der Detektionsvolumen entspricht. Stimmt die Verbindungsachse zwischen den Messvolumen nicht mit der Richtung der Geschwindigkeit überein, führt dies zu einer systematischen Überschätzung der tatsächlichen Geschwindigkeiten. Und auch wenn die Richtung des *mittleren* Geschwindigkeitsvektors mit der Verbindungsachse zwischen den Messvolumen übereinstimmt müssen diese Achsen für eine beliebige Tracer-Struktur nicht übereinstimmen, so dass auch in diesem Fall eine Unterschätzung der Geschwindigkeiten noch möglich ist.



**Abbildung 4.18:** Überschätzung der Spraygeschwindigkeit durch Projektion auf die Verbindungsachse zwischen den Messvolumen.

Die Mitte des Spritzlochaustritts bildet den Ursprung eines natürlichen „Spray-Koordinatensystems“. Aus technischen Gründen wird die Spray-Achse mit der Spritzloch-Achse identifiziert; der Abstand eines Punktes  $P$  zu dieser Achse wird mit  $r$  bezeichnet;  $h$  ist der Abstand zur Austrittsebene des Spritzlochs. Da die Mittelpunkte der Detektionsvolumen immer in der Mittelebene des Sprays liegen sollen, genügt die Angabe von zwei Ortskoordinaten ( $z \equiv z_0$ ).

Abbildung 4.18 zeigt schematisch das Auffächern des Sprays, das durch den vollen (Mikro)-Kegelwinkel  $\varphi_S$  charakterisiert wird, der im allgemeinen durch Auswerten von Schattenaufnahmen (s. Abschnitt 3.2.2) bestimmt wird.

Das einfachste Modell für die Ausbreitung des Sprays besteht nun in der Annahme, dass das Spray sich gleichmäßig auffächert. Stromlinien (z.B. die blaue, gestrichelte Linie aus Abb. 4.18), die in einem Abstand  $r(h=0)$  von der Spritzloch-Achse aus dem Spritzloch austreten, breiten sich gerade so aus, dass an jedem Punkt  $P(h,r)$

$$\frac{r(h)}{r(h=0)} = \frac{D_{SPRAY}(h)}{D_{SPRAY}(h=0)} = \frac{D_{SPRAY}(h)}{D_{SL}} \quad (4.35)$$

gilt. Daraus lässt sich der Winkel dieser Stromlinie zur Spray-Achse mit

$$\tan \varphi_P = \frac{r \tan \varphi_S / 2}{D_{SL} / 2 + h \tan \varphi_S / 2} \quad (4.36)$$

berechnen. Wenn die Messvolumen nicht entlang der Hauptströmungsrichtung ausgerichtet sind, wird ein im Vergleich zur korrekten Geschwindigkeit  $v_s$  zu hoher Wert  $v$  gemessen (s. Gl. 4.29)

$$v_s = v \cos \varphi_P = v \left( 1 - \frac{\varphi_P^2}{2} + \mathcal{O}(\varphi_P^4) \right). \quad (4.37)$$

In größeren Abständen zum Spritzlochaustritt kann der Durchmesser des Spritzlochs in Gl. 4.36 vernachlässigt werden (punktförmiger Ursprung des Sprays). Für beliebige  $\varphi_S > 0$  vereinfacht sich 4.36 dann zu

$$\tan \varphi_P \approx \frac{r}{h}, \quad (4.38)$$

und die Ausrichtung der Messvolumen folgt einem Kugelkoordinatensystem.

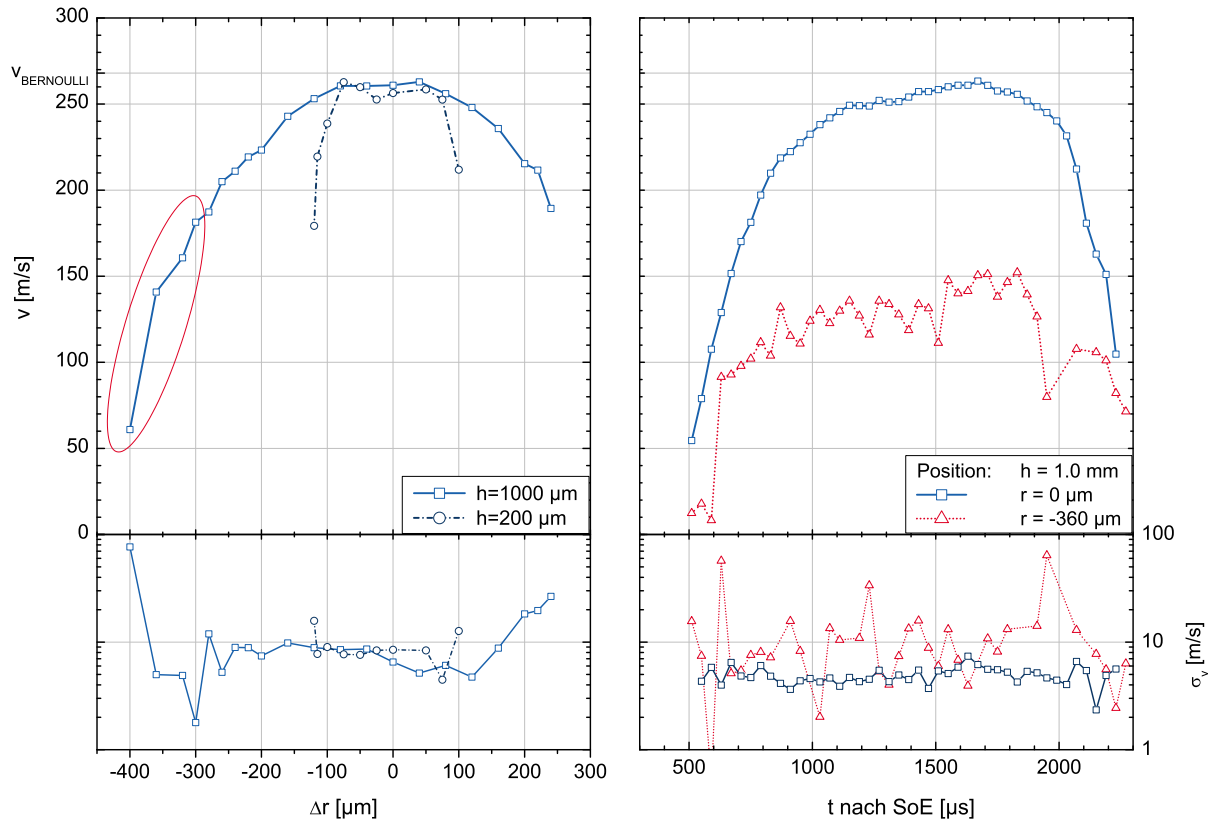
Die Mikro-Kegelwinkel aller untersuchten Dieselsprays sind so klein ( $< 20^\circ$ ), dass aufgrund dieser Projektion nur ein sehr geringer systematischer Fehler entsteht, da die Korrektur nur 2. Ordnung in  $\varphi_P$  ist. Da zudem eine exakte, einheitliche Definition des verwendeten Parameters  $\varphi_S$  nicht möglich ist (da es keinen abrupten Übergang zwischen Gas und Flüssigkeit gibt [163]) und das Modell keine akkurate Beschreibung der Tröpfchenwolke außerhalb des dichten Sprays liefert, wird bei den in dieser Arbeit vorgestellten experimentellen Ergebnissen auf diese Korrektur, soweit nicht anders angegeben, verzichtet.

Zweckmäßiger als eine nachträgliche Korrektur der Messwerte erscheint eine Rotation der Messvolumen als Funktion ihrer Position im Spray. Zu diesem Zweck kann die Halterung der optischen Fasern auf einem Rotationstisch fixiert werden, dessen Drehwinkel vom Steuerungsprogramm präzise eingestellt wird. Hierzu bestehen 2 Möglichkeiten:

**Regelung:** Die niedrigste mittlere Geschwindigkeit wird gemessen, wenn die Richtungen des mittleren Geschwindigkeitsvektors und der Verbindungsachse zwischen den Messvolumen übereinstimmen ( $\varphi_P = 0$  in Gl. 4.37). Daraus ergibt sich die Möglichkeit, den Drehwinkel zu bestimmen, bei dem die Geschwindigkeit minimal wird. Allerdings wäre hierfür an jedem Punkt eine sehr hohe Anzahl an Messungen erforderlich, und die Sensitivität der Messergebnisse bezüglich des Drehwinkels ist sehr gering. Auch bei einer Beschränkung auf wenige Stützstellen im Spray (dazwischen: Interpolation gemäß Gl. 4.36) erscheint eine Bestimmung des optimalen Wertes für den Drehwinkel anhand der gemessenen Werte daher wenig praktikabel.

**Spray-Kegelwinkel:** Schattenaufnahmen des Sprays erlauben eine Bestimmung des Mikro-Kegelwinkels vom Spray in Abhängigkeit der relevanten Betriebsparameter. Ist die Position der Messvolumen bezüglich des Spritzlochs genau bekannt, kann mit Gl. 4.36 der Drehwinkel berechnet werden. Aufgrund der geringen Sensitivität ist keine hohe Genauigkeit erforderlich, so dass das zugrunde liegende Modell ausreichend genau und eine exakte Definition des Kegelwinkels  $\varphi_S$  nicht zwingend erforderlich ist.

Die Ausrichtung der Messvolumen anhand eines vorgegebenen Mikrokegelwinkels  $\varphi_S$  wurde erfolgreich getestet. Abbildung 4.19 zeigt ein Geschwindigkeitsprofil (links) und zwei ausgewählte Geschwindigkeitsverläufe (rechts). Durch Anpassung der Verbindungslinie zwischen den Messvolumen an die *lokale* Hauptströmungsrichtung sind sinnvolle Messungen in größerer Entfernung zur Sprayachse möglich. Ohne Anpassung würden ab einem bestimmten Abstand zur Sprayachse Strukturen, die durch das erste Detektionsvolumen fliegen das zweite DV nicht mehr erreichen.



**Abbildung 4.19:** Geschwindigkeitsprofile (links) und -verläufe (rechts), wobei die Orientierung  $\varphi_P$  der Messvolumen entsprechend Gl. 4.36 an die Aufweitung des Sprays angepasst wurde (nur im rot markierten Bereich  $h = 1.0 \text{ mm}$ ,  $r < 0$ ). Die bei  $r < 0$  durchgeführte Anpassung führt zu einem größeren Messbereich im Vergleich zur ( $r > 0$ )-Seite, bei der mit konstantem  $\varphi_P$  gearbeitet wurde. Die gemessenen Geschwindigkeiten gehen fast bis auf  $v(r) \sim 0$  herunter, wobei der Geschwindigkeitsverlauf bei  $r = -360 \mu\text{m}$  zeigt, dass in der quasistationären Phase der Sprayentwicklung konsistent langsame Tröpfchen gemessen werden, die Fluktuationen ( $\sigma_v$ , unten) in den Randbereichen aber hoch sind.

Auf die verwendete Düse ( $k3$ ,  $p_E = 30 \text{ MPa}$ ) wird in Abschnitt 4.5.2 detailliert eingegangen.

### Genauigkeit der Bestimmung der Lage des Maximums der Kreuzkorrelationsfunktion

Die Intensität des Laserlichts, das die Detektionsvolumen durchquert bzw. von diesen Stellen kommt, kann nicht nur durch Unregelmäßigkeiten im Spray, die sich durch die DV bewegen, moduliert werden. Hierfür kommen noch weitere Ursachen in Frage, wie

- Intensitätsschwankungen des Laserlichts;
- Spray-Strukturen, die sich außerhalb der DV befinden, deren Streulicht aber dennoch zu einem geringen Anteil in die optischen Fasern eingekoppelt werden kann;
- Dunkelstrom in den Photodioden;

- Streulicht (z.B. von der Raumbeleuchtung oder unerwünschten Reflexionen an optischen Elementen), das in die optischen Fasern eingekoppelt wird;
- Rauschen der Detektions-Elektronik (Frequenz-Filterung, Vorverstärker und AD-Wandler im Oszilloskop);
- Kapazitive Einkopplung hoher Frequenzen in die aufgezeichneten Signale.

Vor allem zu den Zeitpunkten, wo die Bestromung des Magnetventils im Injektor einsetzt oder aufhört, und wenn zwischen Anzugs- und Haltestrom umgeschaltet wird, machen sich starke Störungen in den Signalverläufen bemerkbar. Hier sollte eine bessere Abschirmung des Kabels, das Steuergerät und Magnetventil miteinander verbindet, Abhilfe schaffen. Allerdings sind die Zeitpunkte, zu denen diese Störungen auftreten, genau bekannt und so kurz, dass die entsprechenden Daten ohne signifikanten Informationsverlust eliminiert werden können.

Dennoch zeigt diese Liste, dass die Signale der Photodioden neben der nützlichen Information einen hohen Rauschanteil enthalten können. Zusätzlich muss noch berücksichtigt werden, dass Strukturen, die ein Detektionsvolumen passieren, nicht notwendigerweise auch das andere überqueren. Solche „Einzelereignisse“ und das Rauschen in den Signalen beeinflussen die Korrelationsfunktion  $\rho_{xy}(\tau)$ . Es stellt sich daher die Frage, wie genau die Lage des Maximums von  $\rho_{xy}$  der tatsächlichen Flugzeit entspricht. Da alle aufgelisteten Fehlerquellen neben der Position des Maximums der Korrelationsfunktion auch ihre Form, Höhe und Breite beeinflussen können, ist es naheliegend, nach einem Zusammenhang zwischen den Eigenschaften von  $\rho_{xy}(\tau)$  und dem „Fehler“  $\sigma_{\Delta t}$  zu suchen.

Im folgenden soll wie in Abschnitt 4.4.1 angenommen werden, dass sich die Signale  $x(t)$ ,  $y(t)$  aus Informations- ( $s(t)$ ) und Rauschanteilen ( $n(t)$ ,  $m(t)$ ) zusammensetzen:

$$\begin{cases} x(t) &= s(t) + n(t) \\ y(t) &= s(t - \Delta t) + m(t) \end{cases} \quad (4.39)$$

Die Rauschanteile beider Kanäle sollen hierbei vollkommen unabhängig voneinander und vom Informationsträger  $s(t)$  sein ( $\rho_{nm} = \rho_{ns} = \rho_{ms} \equiv 0$ ) und gleiche Amplitude haben ( $N = R_{nn}(0) = R_{mm}(0) = M$ ). Die Amplitude des Signals ist  $R_{ss}(0) = S$ . Da in Abschnitt 4.4.1 gezeigt wurde, dass insbesondere  $\rho_{nm} \neq 0$  ist, weil das Rauschen in einen unabhängigen und einen gemeinsamen Anteil zerlegt werden muss, dessen Korrelationsfunktion ein Maximum bei  $\tau = 0$  hat, wird das Experiment hiermit nur eingeschränkt beschrieben. Die Abschätzung von  $\sigma_{\Delta t}$ , die sich hieraus ergibt, ist daher als untere Grenze zu werten.

Wird zusätzlich angenommen, dass es sich bei den Signalen  $x(t)$ ,  $y(t)$  um bandbreitenbegrenztes weißes Rauschen handelt, ist nach [14] die normierte mittlere quadratische Abweichung der Kreuzkorrelationsfunktion:

$$\epsilon^2[\hat{\rho}_{xy}(\tau)] \approx \frac{1}{2BT} \left[ 1 + \frac{(S + M)(S + N)}{S^2 \rho_{ss}^2(\tau - \Delta t)} \right] \quad (4.40)$$

Hierbei ist  $B$  die Bandbreite des Signals und  $T = KF$  die Integrationszeit, d.h. die Länge der Zeitfenster, in denen die Kreuzkorrelation berechnet wird. Schätzwerte, die anhand eines endlichen Datensatzes berechnet werden, sind mit einem  $\hat{\phantom{x}}$  markiert, um sie von den unbekannten wahren Werten zu unterscheiden.

Das Maximum der Korrelationsfunktion liegt bei  $\tau = \Delta t$ . Da  $\rho_{ss}(0) = 1$  ist, wird zu diesem Zeitpunkt aus 4.40:

$$\epsilon^2[\hat{\rho}_{xy}(\Delta t)] \approx \frac{1}{2BT} \left[ 2 + \frac{M}{S} + \frac{N}{S} + \frac{M}{S} \frac{N}{S} \right] \quad (4.41)$$

bzw. mit  $N = M$

$$\epsilon^2[\hat{\rho}_{xy}(\Delta t)] \approx \frac{1}{2BT} \left[ 1 + \left( 1 + \frac{N}{S} \right)^2 \right], \quad (4.42)$$

wobei in der Praxis oft  $N/S \ll 1$  ist und vernachlässigt werden kann.

Eine ungenaue Abschätzung der Korrelationsfunktion  $\rho_{xy}(\tau)$  führt zu einer fehlerhaften Bestimmung der Lage ihres Maximums. Die direkte Berechnung des Fehlers  $\sigma_{\Delta t}$  anhand von  $\epsilon[\rho_{xy}(\tau)]$  ist nicht trivial, daher wird in einem ersten Schritt die umgekehrte Rechnung durchgeführt.

Sei  $f(\tau)$  eine Funktion, die bei  $\tau_0$  ein Extremum hat.  $\tau$  soll hierbei eine zufallsverteilte Variable mit Mittelwert  $\bar{\tau} = \tau_0$  sein. In der Umgebung von  $\tau_0$  kann  $f$  in einer Taylor-Reihe entwickelt werden:

$$f(\tau) = f(\tau_0) + \underbrace{\frac{\partial f}{\partial \tau} \Big|_{\tau_0}}_{=0} (\tau - \tau_0) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 f}{\partial \tau^2} \Big|_{\tau_0} (\tau - \tau_0)^2 + \mathcal{O}((\tau - \tau_0)^3) \quad (4.43)$$

Hierbei ist zu beachten, dass  $f(\tau_0)$  nicht der Mittelwert von  $f$  ist:

$$\begin{aligned} \overline{f(\tau)} &= \frac{1}{K} \sum_{i=1}^K f(\tau_i) \\ &\approx \frac{1}{K} \sum_{i=1}^K \left[ f(\tau_0) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 f}{\partial \tau^2} \Big|_{\tau_0} (\tau_i - \tau_0)^2 \right] \\ &\approx f(\tau_0) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 f}{\partial \tau^2} \Big|_{\tau_0} \sigma_\tau^2 \end{aligned} \quad (4.44)$$

mit

$$\sigma_\tau^2 = \frac{1}{K} \sum_{i=1}^K [\tau_i - \tau_0]^2. \quad (4.45)$$

In diesem speziellen Fall ist daher der Mittelwert  $\overline{f(\tau)}$  kein bias-freier Schätzwert von  $f(\tau_0)$ . Die Berechnung der Varianz von  $f$  erfolgt nach:

$$\begin{aligned} \sigma_f^2 := \text{Var}[f(\tau)] &= \frac{1}{K} \sum_{i=1}^K [f(\tau_i) - f(\tau_0)]^2 \\ &\approx \frac{1}{K} \sum_{i=1}^K \left[ \frac{1}{2} \frac{\partial^2 f}{\partial \tau^2} \Big|_{\tau_0} (\tau_i - \tau_0)^2 \right]^2 \\ &\approx \frac{1}{4} \left( \frac{\partial^2 f}{\partial \tau^2} \Big|_{\tau_0} \right)^2 \cdot \frac{1}{K} \sum_{i=1}^K [\tau_i - \tau_0]^4 \end{aligned} \quad (4.46)$$

Für eine normalverteilte Zufallsvariable lässt sich zeigen, dass

$$\frac{1}{K} \sum_{i=1}^K [\tau - \tau_0]^4 = 3\sigma_\tau^4 \quad (4.47)$$

ist [14], wonach aus 4.46

$$\sigma_f = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{\partial^2 f}{\partial \tau^2} \bigg|_{\tau_0} \sigma_\tau^2 \quad (4.48)$$

wird. Wenn der funktionale Zusammenhang  $f(\tau)$  bekannt ist, kann Gl. 4.48 verwendet werden, um  $\sigma_\tau$  zu bestimmen. Dabei wird der Wert von  $\sigma_\tau$  gewählt, der erforderlich ist, um den bekannten Fehler  $\sigma_f$  am Ort des Maximums von  $f(\tau)$  zu reproduzieren.

Für bandbreitenbegrenztes weißes Rauschen hat die Korrelationsfunktion die Form [14]

$$\rho_{xy}(\tau) = \rho_{xy}(\Delta t) \left( \frac{\sin 2\pi B(\tau - \Delta t)}{2\pi B(\tau - \Delta t)} \right), \quad (4.49)$$

deren Reihenentwicklung um ihr Maximum bei  $\Delta t$

$$\rho_{xy}(\tau) \approx \left[ 1 - \frac{2\pi^2 B^2}{3} (\tau - \Delta t)^2 \right] \rho_{xy}(\Delta t) \quad (4.50)$$

ist. Mit 4.50 wird aus 4.48 demnach:

$$\begin{aligned} \epsilon^2[\hat{\rho}_{xy}(\Delta t)] &\approx \frac{4}{3} (\pi B)^4 \sigma_{\Delta t}^4 \\ \Leftrightarrow \sigma_{\Delta t} &\approx \left( \frac{3}{4} \right)^{\frac{1}{4}} \frac{1}{\pi B} \sqrt{\epsilon[\hat{\rho}_{xy}(\Delta t)]}, \end{aligned} \quad (4.51)$$

wobei  $\epsilon[\hat{\rho}_{xy}(\Delta t)]$  aus 4.42 einzusetzen ist, da es sich bei  $\hat{\rho}_{xy}$  um eine bias-freie Abschätzung von  $\rho_{xy}$  handelt.

Die vorgestellte Analyse folgt im wesentlichen einem Beitrag von KIRMSE [70], der die Bandbreite als Kehrwert der Zeit  $t_{DV} = D_{DV}/v$  definiert, die Strukturen im Spray benötigen, um ein Detektionsvolumen zu passieren. Die Bandbreite des Signalverstärkers setzt dabei eine obere Grenze für  $B$ , die nicht überschritten werden kann. Mit typischen Werten, etwa  $v \sim 300$  m/s und  $D_{DV} \sim 10$   $\mu$ m, können Bandbreiten um  $B \sim 30$  MHz erwartet werden. Dieses Vorgehen erscheint jedoch fragwürdig, da die Bandbreite nach Gleichung 4.49 auch ein Maß für die Breite des höchsten Peaks der Korrelationsfunktion ist. Die vorgestellte Analyse (Gl. 4.43 - 4.51) zeigt, dass die Breite dieses Peaks der entscheidende Parameter für den Übergang von  $\epsilon[\hat{\rho}_{xy}(\Delta t)]$  auf  $\sigma_{\Delta t}$  ist.  $B$  sollte demnach nicht aus theoretischen Überlegungen, sondern direkt aus dem Verlauf der gemessenen Korrelationsfunktion  $\hat{\rho}_{xy}$  bestimmt werden. Tatsächlich zeigt sich, dass die Peaks der Korrelationsfunktionen so breit sind, dass mit Werten von  $B$  von nur wenigen MHz gerechnet werden muss.

Als Ursachen für diese Diskrepanz kommen verschiedene Effekte in Frage:

- Begrenzung der Bandbreite durch Frequenzfilterung der APD-Signale;
- *Annähernd* gleichzeitiges Passieren der Detektionsvolumen durch mehrere Spray-Strukturen führt zu längeren Ausschlägen der APD-Signale und damit zu breiteren Korrelationspeaks;
- Große Strukturen verursachen beim Passieren der Detektionsvolumen lange Ausschläge, deren tatsächliche Dauer mit  $(D_{DV} + D_{Tr})/v \geq D_{DV}/v$  abgeschätzt werden muss;
- Clipping der APD-Signale führt aufgrund der Normierung der Korrelationsfunktion zu einer Verbreiterung des Maximums der Korrelationsfunktion  $\rho_{xy}$ ;
- Die Überquerung der DV durch Spray-Strukturen verschiedener Geschwindigkeiten (innerhalb eines Zeitfensters, in dem  $\rho_{xy}$  berechnet wird) führt ebenfalls zu einer Verbreiterung des Maximums von  $\rho_{xy}$ ;
- (Leichte) Unterschiede in der Form der Ausschläge, die von einer Spray-Struktur auf den Signalen der beiden Photodioden verursacht werden, können ebenfalls zu einer Verbreiterung des Maximums von  $\rho_{xy}$  führen.

Die Annahme aus Gl. 4.39, dass sich die Signale, die von den APDs aufgezeichnet werden, aus einem Informationsträger  $s(t)$  und unkorreliertem Rauschen zusammensetzen und  $s(t)$  bandbreitenbegrenztes weißes Rauschen darstellt, welches bis auf eine zeitliche Verschiebung beim Übergang vom ersten zum zweiten Signal keine weiteren Veränderungen erfährt, ist eine zu starke Vereinfachung der tatsächlichen Verhältnisse. Aus diesem Grund scheint es ratsam, bei der Abschätzung von  $\sigma_{\Delta t}$  *zwei* Bandbreiten zu unterscheiden:

- Zur Berechnung von  $\epsilon[\hat{\rho}_{xy}(\Delta t)]$  nach Gl. 4.42 sollte die tatsächliche Signalbandbreite eingesetzt werden. Diese kann entweder nach  $B \sim v/D_{DV}$  abgeschätzt werden, wobei die obere Grenze für  $B$ , die sich aus Frequenzfilterung oder Bandbreite der Aufnahme-Elektronik ergibt, beachtet werden muss, oder direkt aus den spektralen Dichtefunktionen von  $x(t)$  und  $y(t)$  berechnet werden.
- Die Bestimmung der Breite des Peaks der Korrelationsfunktion  $\rho_{xy}$  in Gl. 4.49 sollte direkt aus der Korrelationsfunktion erfolgen.

Position	$v$ [m/s]	$\Delta t$ [ $\mu$ s]	$KF$ [ $\times 10$ ns]	$B$ [MHz]	$\sigma_{\Delta t}/\Delta t$
dichtes Spray	400	0.13	4096	3.5	0.18
	220	0.24	4096	1.7	0.24
diffuses Spray	350	0.15	4096	1.2	0.46
	130	0.41	4096	0.7	0.29

**Tabelle 4.1:** Richtwerte für die Genauigkeit bei der Bestimmung der zeitlichen Verschiebung zwischen den APD-Signalen.

Hierbei wurde  $\epsilon[\hat{\rho}_{xy}(\Delta t)]$  nach Gl. 4.42 gerechnet ( $N/S \ll 1$ ), mit einer maximalen Bandbreite von 4 MHz entsprechend den Einstellungen des verwendeten Frequenzfilters.  $B$  wurde aus der Breite der Korrelationsfunktionen im quasistationären Bereich des Sprays bestimmt. Bei Verwendung anderer Zeitfenster verhält sich  $\sigma_{\Delta t}$  wie  $KF^{-1/4}$ .



Die in Tabelle 4.1 zusammengefassten Abschätzungen der Genauigkeit, mit der sich die zeitliche Verschiebung  $\Delta t$  der Photodioden-Signale zueinander ermitteln lässt, zeigen, dass eine deutliche Verbesserung dieser Genauigkeit erforderlich ist. Die Berechnungen in diesem Abschnitt beziehen sich auf den Fall, dass ein einziger Punkt der Korrelationsfunktion – ihr (scheinbares) Maximum – zur Berechnung von  $\Delta t$  herangezogen wird. Die Genauigkeit dieser Berechnung lässt sich jedoch erhöhen, wenn sie nicht nur auf dem Maximum von  $\rho_{xy}$  basiert, sondern auch benachbarte Punkte um dieses Maximum in die Berechnung einbezogen werden. In der Nähe eines lokalen Maximums kann (fast) jede glatte Funktion durch eine Parabel angenähert werden, wie für die Korrelationsfunktion von bandbreitenbegrenztem weißen Rauschen (Gl. 4.49 - 4.50) bereits gezeigt.

$$\rho_{xy}(\tau) \approx a \cdot \tau^2 + b \cdot \tau + c \quad (4.52)$$

Die Lage des Extremums (es handelt sich um ein Maximum, wenn  $a < 0$  ist) dieser Parabel ist dann durch die Bedingung  $\partial \rho_{xy} / \partial \tau = 0$  gegeben. Sie ist für

$$\tau = \Delta t = -\frac{b}{2a} \quad (4.53)$$

erfüllt. Für einen Satz von Punkten  $\{x_i, y_i\}$  lassen sich die Koeffizienten  $\{a, b, c\}$  mittels linearer Regression [26] bestimmen. Die Zahl der Punkte um das Maximum von  $\rho_{xy}$ , die für die Regression zu berücksichtigen sind, lässt sich in den Auswertungs-Algorithmen frei einstellen. Neben der Lage des Maximums der Korrelationsfunktion liefert die lineare Regression eine verbesserte Abschätzung des Wertes  $C$  (s. Gl. 4.23) beim Maximum und der Bandbreite  $B$  (Gl. 4.50). Einsetzen von 4.53 in 4.52 führt nämlich sofort zu

$$C = c - \frac{b^2}{4a}, \quad (4.54)$$

und ein Vergleich der Koeffizienten in Gl. 4.52 und 4.50 nach einigen Umformungen zu

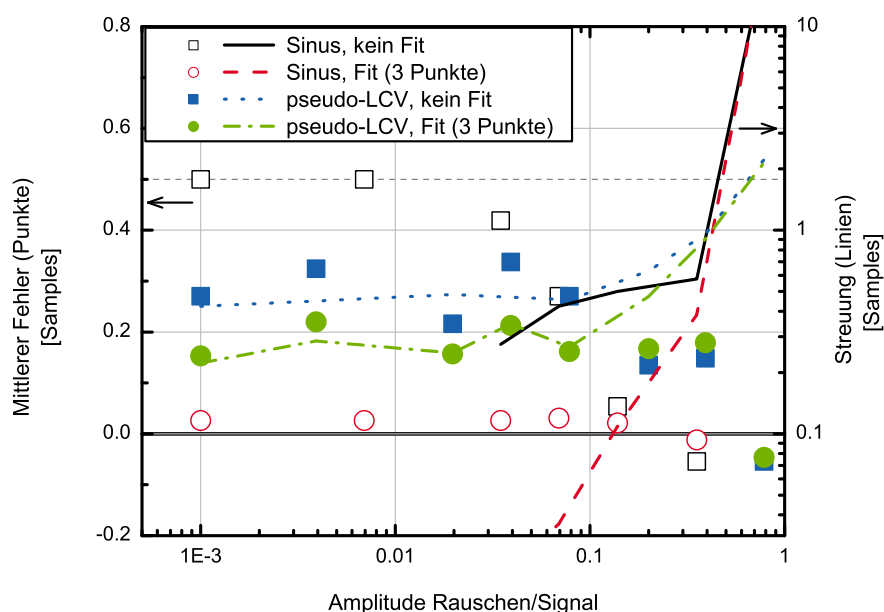
$$B = \frac{\sqrt{3}}{2\pi} \sqrt{\frac{b}{C\Delta t}} = \frac{\sqrt{3}}{\pi} |a| \sqrt{\frac{2}{b^2 - 4ac}}. \quad (4.55)$$

Der Kehrwert der Bandbreite ist ein Maß für die Breite der Korrelationsfunktion. Diese wird wiederum von der Verweildauer der (korrelierenden) Strukturen innerhalb der Detektionsvolumen bestimmt.

Um zu untersuchen, inwieweit die Anpassung des Maximums an eine Parabel die Genauigkeit steigert, wurde das Verfahren an künstlich generierten Signalen getestet. Ein ähnlicher Test wurde von SCHUGGER mit harmonischen Signalverläufen bereits durchgeführt [129]. Da die Korrelation von zwei Sinuskurven allerdings kein eindeutiges Maximum<sup>15</sup> hat, ist diese Methode wenig realistisch. Daher wurden *künstliche* LCV-Signale durch Überlagerung von Glockenkurven mit zufälligen Positionen, Höhen und Breiten erzeugt. Die Mittelwerte und Standardabweichungen dieser Parameter werden dabei so vorgegeben, dass möglichst realistische Signalverläufe entstehen. Das zweite Signal ist nicht notwendigerweise nur eine zeitlich verschobene Kopie des ersten Signals, da jede „Struktur“ (d.h. jede der zugrunde liegenden Glockenkurven) eine eigene Geschwindigkeit haben darf, Höhe und Breite des Ausschlags sich leicht ändern und

<sup>15</sup>Tatsächlich ergibt sich bei Verwendung *endlicher* Korrelationsfenster ein eindeutiges Maximum, dass auf den (unerwünschten) Effekt zurückgeführt werden kann, der in Abschnitt 4.4.4 diskutiert wird.

Strukturen auch verschwinden können. In einem letzten Schritt wird den Signalen unabhängiges Rauschen mit vorgegebener Bandbreite aufgeprägt. Sämtliche statistische Signaleigenschaften werden durch geeignete Parameter kontrolliert. Für den folgenden Test wurde eine konstante zeitliche Verschiebung von  $\Delta t = 10.5$  Punkten gewählt, damit das erwartete Maximum der (diskreten) Korrelationsfunktion exakt zwischen zwei Stützstellen liegt und der Fehler bei grober Schätzung somit maximal wird. Bis auf den Rauschanteil (eingestellte Bandbreite: 64-1000 kHz) sind beide Signale somit identisch. Die Ergebnisse sind für verschiedene Signal-Rausch-Verhältnisse in Abb. 4.20 dargestellt.



**Abbildung 4.20:** Ermittlung von  $\Delta t$  mit und ohne parabolische Anpassung

Dabei wurde der Test sowohl mit Sinuskurven (Periode: 100 Punkte) als auch mit künstlichen LCV-Signalen durchgeführt, die Länge der Korrelationsfenster wurde bei  $KF = 4096$  Punkten festgehalten. Zwecks Vergleich wurde  $\Delta t$  einerseits anhand einer parabolischen Anpassung (mit nur 3 Stützstellen, so dass es immer eine einzige Parabel gibt, die durch alle 3 Punkte geht) ermittelt und andererseits einfach mit der Lage des höchsten Maximums der Korrelationsfunktion identifiziert. Um statistisch signifikante Ergebnisse zu erhalten, wurde der Versuch mehrfach wiederholt und nicht nur der mittlere Fehler von  $\Delta t$ , sondern auch die Streuung um diesen Mittelwert berechnet.

Ohne Fit führt die Auswertung der Sinuskurven bei geringem Rauschen immer zu dem fehlerhaften Wert  $\Delta t = 10$  Punkte. Der in Abschnitt 4.4.4 beschriebene Mechanismus erklärt, warum Fehler (fast) immer zu einer Unterschätzung von  $\Delta t$  führen. Mit zunehmendem Rauschen werden immer öfter abweichende Werte gefunden, so dass der mittlere Fehler sogar geringer wird, die Streuung der Ergebnisse aber zunimmt. Mit aktiviertem Fit ist der Fehler bei der Auswertung der Sinuskurven vernachlässigbar gering (aber immer  $\Delta t < 10.5$  Punkte) und die Streuung nimmt erst bei sehr starkem Rauschen zu.

Die Auswertung der künstlichen LCV-Signale führt zu einem realistischeren Ergebnis. Bei schwachem oder moderatem Rauschen ( $< 0.1$  in Abb. 4.20) sind der mittlere Fehler und die Streuung

nahezu konstant, wobei die parabolische Anpassung beide Werte um einen Faktor  $\sim 2$  reduziert. Bei sehr hohem Rauschen verbessert der Fit die Ergebnisse dagegen kaum noch.

Insgesamt führt der Einsatz der parabolischen Anpassung bei allen Testfällen zu einer deutlichen Verbesserung der Genauigkeit bei der Ermittlung des zeitlichen Versatzes  $\Delta t$ . Nur bei sehr hohem Rauschanteil verschwindet der Unterschied, da das Rauschen zur dominierenden Fehlerquelle wird. Bei den realistischeren künstlichen LCV-Signalen verbleibt auch bei geringem Rauschen ein mittlerer Fehler von ca. 0.15 Punkten, der aus der Verwendung von endlichen Korrelationsfenstern resultiert (s. Abschnitt 4.4.4) und umso größer wird, je kleiner deren Länge ist. Die Verwendung von mehr als 3 Punkten für die parabolische Anpassung führt zu keiner spürbaren Erhöhung der Genauigkeit; bei mehr als ca. 20 Punkten ist die Parabel meistens nicht mehr eine gute Näherung des Maximums und der Fehler nimmt dementsprechend zu.

### 4.4.3 Geschwindigkeitsprofile

In den bisherigen Abschnitten wurde erläutert, wie der Geschwindigkeitsverlauf  $v(t)$  an einem *bestimmten Punkt* im Spray bestimmt werden kann. Ein Vorteil der LCV-Technik ist darüber hinaus, dass sie in der Lage ist, mit relativ geringem Aufwand vollständige Geschwindigkeitsprofile – d.h.  $v$  zu einem festgelegten Zeitpunkt als Funktion einer Ortskoordinate (Abb. 4.18) – aufzuzeichnen. Von besonderem Interesse sind dabei radiale oder axiale Geschwindigkeitsverläufe ( $v(r)$  bzw.  $v(h)$ ). Da der Injektor auf einer von Schrittmotoren bewegten  $xyz$ -Traversiereinheit befestigt ist, kann die Position des Sprays relativ zum (ortsfesten) optischen System variiert werden (Abschnitt 4.2), wodurch Messungen von  $v(t)$  an verschiedenen Positionen im Spray durchgeführt werden können. Der Höhenwinkel  $\Psi$  des Spritzlochs und der Mittelpunkt des Spritzloch-Austritts ( $x_0, y_0$ ) werden dabei im Steuerungsprogramm angegeben, damit Positionsangaben zwischen den Koordinatensystemen von Spray ( $h, r$ ) und Schrittmotoren ( $x, y$ ) ineinander umgerechnet werden können. Die Verbindungslinie zwischen den optischen Fasern kann gedreht und damit der lokalen Hauptströmungsrichtung angepasst werden (Gl. 4.37); hierfür ist die Angabe eines Mikrokegelwinkels  $\varphi_S$  erforderlich<sup>16</sup>.

Zur Darstellung eines Geschwindigkeitsprofils werden in einem ersten Schritt die Geschwindigkeitsverläufe  $\{v_i(h, r, t)\}$  zahlreicher Einspritzungen (Index  $\{i\}$ ) zusammengefasst. Für jede Position werden Mittelwerte  $\bar{v}(h, r, t)$ , Standardabweichung  $\sigma_v(h, r, t)$  und Validierungsrate berechnet, wobei für die ersten beiden Größen natürlich nur validierte Messpunkte herangezogen werden (s. auch Abschnitt 4.4.4). Für die Profildarstellung wird in der Regel nicht ein fester Zeitpunkt  $t$ , sondern ein Zeitfenster  $t \pm \delta t$  vorgegeben. Alle Datenpunkte innerhalb dieses Zeitfensters werden erneut gemittelt, wobei die Validierungsrate oder der Kehrwert der Standardabweichung als Gewichtung verwendet werden können. Bei einem solchen Zusammenfassen mehrerer Datensätze sollten nicht die Standardabweichungen  $\sigma_v$ , sondern deren Quadrate  $\sigma_v^2$  gemittelt werden; die Validierungsrate kann dabei wiederum als Gewichtung verwendet werden<sup>17</sup>. Durch den Einsatz von Zeitfenstern wird die Statistik verbessert, ohne dass dabei wesentliche Information verloren gehen würde. Die Entwicklung eines Dieselsprays kann näherungsweise in

<sup>16</sup>Die Position der Spritzloch-Austrittsebene ( $h = 0$ ) kann anhand des Schattens der Düsenkuppe (Abb. 4.6) sehr leicht gefunden werden. Eine ausreichend genaue Ermittlung der  $r = 0$  Position ist jedoch anhand des Schattenbildes nicht möglich. Stattdessen wird eine erste düsennahe ( $h \ll 1$  mm) Messung mit konstanter Ausrichtung der Fasern ( $\varphi_S = 0$ ) durchgeführt.  $r = 0$  wird als Mittelpunkt des so ermittelten Geschwindigkeitsprofils festgesetzt. Danach kann die Einschränkung  $\varphi_S = 0$  aufgehoben werden.

<sup>17</sup>Für sämtliche Rechenschritte, die zur Darstellung von  $v(t)$  oder  $v(r/h)$  erforderlich sind, wurden in der Programmiersprache ORIGINC geeignete Funktionen geschrieben. Sie stellen u.a. die mathematisch korrekte Behandlung fehlender (i.e. nicht validierter) Daten sicher und ermöglichen eine Zusammenführung zahlreicher Messreihen.

drei Phasen unterteilt werden: Nadelöffnen, quasistationärer Betrieb bei vollem Nadelhub und Nadelschließen (s. z.B. Abb. 4.33). Insbesondere in der quasistationären Phase ändert sich die Geschwindigkeit im Spray mit der Zeit nur wenig, so dass es sinnvoll erscheint, diese Phase mit Hilfe eines Zeitfensters zusammenzufassen.

Da die Signale bei der Messtechnik LCV durch *vorwärts* gestreutes Licht zustande kommen sind die „linke“ ( $r < 0$ ) und „rechte“ ( $r \geq 0$ ) Seite eines Profils  $v(r)$  gleichberechtigt. Dies ist bei der Interpretation der Ergebnisse ein nicht zu unterschätzender Vorteil, denn Abweichungen zwischen Spraymitte und Spritzlochachse oder Asymmetrien im Strahlaufbruch können zuverlässig erkannt werden. Bei einem vollständigen Profil ist der Abstand zur *Spraymitte* genau bekannt, Positionsangaben sind somit hochgenau.

Für den Einsatz am Dieselspray ist z.B.  $\varphi = 65^\circ$  ein geeigneter Streuwinkel für ein PDA-System [141]. Dies führt bei der Aufzeichnung eines radialen Profils zur gleichen Einschränkung, die beim Test eines LCV-Systems, das mit einem Streuwinkel von  $90^\circ$  arbeiten sollte (Abb. 4.12), aufgetreten ist: die Länge der Strecke, auf der das Laserlicht sich innerhalb des (dichten) Sprays befindet, ist auf der linken und der rechten Seite des Profils nicht gleich. Dadurch sind auch die Verluste durch Mehrfachstreuung und das Signal-Rausch-Verhältnis auf beiden Seiten des Profils unterschiedlich. Ob Asymmetrien durch die Messtechnik oder durch das Spray bedingt sind, ist in solchen Situationen nicht immer zu klären. Tatsächlich ist das Problem der unterschiedlichen Weglängen im dichten Spray bei PDA-Messungen oft so schwerwiegend, dass nur auf einer Seite des Sprays ein vollständiges Profil aufgezeichnet werden kann. Die Folge davon ist, dass die Unsicherheit bei den Positionsangaben relativ hoch ist, da die Lage der Spray-Mitte nicht direkt aus den Messdaten ermittelt werden kann und dafür ein weiteres Verfahren eingesetzt werden muss.

#### 4.4.4 Mittelwertbildung und Zusammenhang mit Turbulenz

Bei der Dieseleinspritzung handelt es sich nicht um einen stationären Vorgang. Da der Kraftstoff innerhalb kurzer Zeit (im Bereich  $\sim 1$  ms) in den Brennraum eingebracht werden muss, können die Öffnungs- und Schließphasen des Einspritzsystems nicht vernachlässigt werden. In sehr vielen Anwendungen werden die Einspritzsysteme sogar ballistisch betrieben, d.h. dass zwischen Öffnen und Schließen keine Gleichgewichts- oder Ruhelage erreicht wird. Aber auch außerhalb des ballistischen Betriebs, z.B. wenn die Düsenadel ihre Gleichgewichtslage erreicht und sich nicht mehr bewegt, kann man nicht von einer stationären Einspritzung sprechen, da mit Beginn der Einspritzung Druckwellen im Kraftstoff erzeugt werden, die einen starken Einfluss auf die Sprayeigenschaften haben können [57].

Aussagen über mittlere Eigenschaften des Sprays können daher nur gemacht werden, wenn

- diese Eigenschaft an verschiedenen Einspritzungen gemessen wird;
- die Einspritzung in Bezug auf diese Eigenschaft *quasistationär* ist, d.h. innerhalb eines gewissen Zeitfensters während der Einspritzung genügend *statistisch unabhängige* Messungen mit gleich bleibendem Erwartungswert durchgeführt werden können.

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen (Beispiele finden sich u.a. in Abschnitt 5.4) haben gezeigt, dass auch Einspritzungen, die unter gleichen Bedingungen durchgeführt werden, nicht notwendigerweise statistisch äquivalent sind. Im folgenden soll dennoch angenommen werden, dass aufeinander folgende Einspritzungen statistisch gleichwertig sind und daher die

Erwartungswerte aller Eigenschaften konstant sind. Ohne diese Näherung können keine Aussagen über die statistischen Eigenschaften der Sprays getroffen werden, insbesondere können quasistationäre Bereiche erst dadurch identifiziert werden, dass zumindest der Mittelwert einer Eigenschaft innerhalb dieses Zeitbereichs annähernd konstant bleibt.

Mit dem Laser Correlation Velocimeter wird die Geschwindigkeit  $v_j(t)$  an einer bestimmten Position des Sprays innerhalb vorgegebener Zeitfenster (mit Mittelpunkt  $t$ ) für jede einzelne Einspritzung (Index  $j$ ) bestimmt. Die wichtigsten statistischen Eigenschaften sind demnach der Erwartungswert

$$\langle v(t) \rangle = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{j=0}^{N-1} v_j(t) \quad (4.56)$$

und die Varianz

$$\text{Var}[v(t)] = \langle [v(t) - \langle v(t) \rangle]^2 \rangle \quad (4.57)$$

der Geschwindigkeit. Da nur eine endliche Stichprobe an Messungen zur Verfügung steht, können diese Werte nur abgeschätzt werden. Die besten Schätzungen sind dabei der Mittelwert

$$\overline{v(t)} = \frac{1}{N} \sum_{j=0}^{N-1} v_j(t) \simeq \langle v(t) \rangle \quad (4.58)$$

und das Quadrat der nach Gl. 4.59 definierten Standardabweichung [14]

$$\sigma^2(t) = \frac{1}{N-1} \sum_{j=0}^{N-1} [v_j(t) - \overline{v(t)}]^2 \simeq \text{Var}[v(t)], \quad (4.59)$$

die bei hohen  $N$  gegen die Erwartungswerte 4.56 und 4.57 konvergieren.

Die nach 4.58 berechnete mittlere Geschwindigkeit entspricht dabei der mittleren Strömungsgeschwindigkeit in Richtung der Verbindungsachse zwischen den Messvolumen, während die Standardabweichung 4.59 ein Maß für die turbulenten Schwankungen der Geschwindigkeit ist. Hierbei ist zu beachten, dass

- $v_j(t)$  bereits eine Abschätzung der mittleren Geschwindigkeit innerhalb eines Zeitfensters der Länge  $KF$  ist;
- diese Abschätzung nicht notwendigerweise bias-frei ist;
- beim LCV keine kontinuierliche Messung der Geschwindigkeit stattfindet, sondern aus dem zeitlichen Versatz diskreter Ereignisse eine Geschwindigkeit berechnet wird, die demnach mit der Zahl der Ereignisse innerhalb des betrachteten Zeitfensters gewichtet werden müßte.

### Mittelung innerhalb eines Zeitfensters

Im folgenden soll angenommen werden, dass innerhalb des Zeitfensters um den Zeitpunkt  $t$  bei der  $j$ -ten Einspritzung eine Anzahl von  $M_j$  Tracern (Index  $k$ ) beide Detektionsvolumen passiert. Tatsächlich werden einzelne Strukturen bei der LCV-Auswertung *nicht* identifiziert, so dass diese Annahme zwar zweckmäßig ist, die Realität damit aber nur teilweise beschrieben werden kann. Die Robustheit des LCV-Verfahrens kann nämlich gerade darauf zurückgeführt werden, dass eine genaue Kenntnisse über die Eigenschaften der Tracer-Strukturen nicht erforderlich ist.

Der gemessene zeitliche Versatz ergibt sich dann als Mittelwert der einzelnen zeitlichen Verschiebungen<sup>18</sup>:

$$\Delta t_j = \frac{1}{M_j} \sum_{k=0}^{M_j-1} \Delta t_{k,j} \quad (4.60)$$

bzw.

$$v_j = \frac{\Delta x}{\Delta t_j} \simeq \frac{1}{M_j} \sum_{k=0}^{M_j-1} v_{k,j}, \quad (4.61)$$

wobei die in Gl. 4.61 angedeutete „Vertauschung“ der Mittelwertbildung über die  $v_{k,j}$  und deren Kehrwerte  $\Delta t_{k,j}(1/\Delta x)$  nur bei kleinen Standardabweichungen zulässig ist.

Für Mittelwert und Standardabweichung einer Serie von Einspritzungen führt dies zu [14]:

$$\Delta t = \frac{1}{N} \sum_{j=0}^{N-1} \Delta t_j \simeq \frac{1}{\sum M_j} \sum_{j,k} \Delta t_{k,j} \quad (4.62)$$

$$\sigma^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{j=0}^{N-1} [\Delta t_j - \Delta t]^2 \simeq \frac{1}{\langle M_j \rangle} \sigma_j^2 \quad (4.63)$$

Hierbei wurde die Größe  $\langle M_j \rangle \simeq \overline{M_j}$  als Erwartungswert der Zahl der Ereignisse innerhalb des betrachteten Zeitfensters eingeführt. Die Gleichungen 4.62 zeigen, dass der Mittelwert des zeitlichen Versatzes durch die Einteilung der Signale in Zeitfenster nicht beeinflusst wird, die Standardabweichung mit zunehmender Fenstergröße jedoch wie  $KF^{1/2}$  abnehmen sollte (bei ausreichend großen Zeitfenstern, wenn  $M_j \simeq \langle M_j \rangle$  angenommen werden kann), da  $\langle M_j \rangle$  proportional zur Länge  $KF$  des Auswertungsfensters ist<sup>19</sup>. Quantitative Aussagen zur Turbulenz sind daher nur möglich, wenn die Mittelung nicht über die Auswertungsfenster, sondern über die einzelnen „Ereignisse“ durchgeführt wird.

<sup>18</sup>Zur Verbesserung der Lesbarkeit wird darauf verzichtet, die Abhängigkeit aller verwendeten Größen von der Zeit  $t$  anzugeben.

<sup>19</sup>unter der Voraussetzung, dass das Spray innerhalb dieses Zeitfensters (quasi-)stationär ist

**Gewichtung durch  $D_{Tr}$**  Wenn es an einem bestimmten Punkt im Spray eine starke Korrelation zwischen Tropfengröße  $D_{Tr}$  und -geschwindigkeit  $v(D_{Tr})$  gibt, sollte sich dieser Zusammenhang auf die Mittelwertbildung innerhalb der Zeitfenster auswirken. Um die folgende Diskussion zu vereinfachen werden die Strukturen in den Detektionsvolumen als sphärische Tropfen mit einem Durchmesser  $D_{Tr} \gg \lambda$  idealisiert. Diese Strukturen führen beim Durchgang durch die Messvolumen zu einem Signal, dessen Amplitude näherungsweise zu  $D_{Tr}^2$  und dessen Länge etwa zu  $(D_{Tr} + D_{MV})/v$  proportional sollte. Sie verursachen Peaks in der (nicht normalisierten) Korrelationsfunktion, deren Höhe sich wie

$$\sim \frac{1}{v} \cdot \text{Min}\{D_{Tr}^4, D_{MV}^4\} \cdot (D_{Tr} + D_{MV}) \quad (4.64)$$

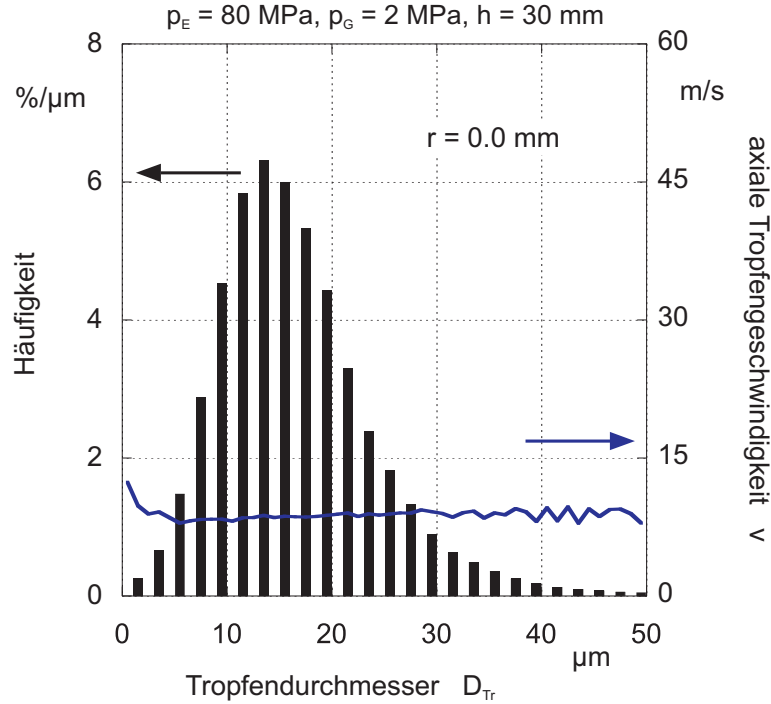
verhält. Da ein Tröpfchen maximal das gesamte Licht des Messvolumens blockieren kann, wird in der ersten Klammer von Gl. 4.64 der Kleinere der beiden Werte  $\{D_{Tr}, D_{MV}\}$  verwendet. Das Zusammenfassen zahlreicher Ereignisse innerhalb eines Zeitfensters führt zum gleichen Ergebnis wie eine mit Gl. 4.64 gewichtete Mittelung: die Signale von großen Tropfen werden viel stärker berücksichtigt als die von kleinen.

Ob es tatsächlich einen ausgeprägten Zusammenhang zwischen Größe und Geschwindigkeit von Strukturen im Primärzerfallsgebiet eines Dieselsprays gibt ist unklar. Experimentelle Untersuchungen hierzu sind schwierig; dem Verfasser dieser Arbeit sind keine Veröffentlichungen zur Messung von Tropfengrößenverteilungen und nur sehr wenige zur Bestimmung von Geschwindigkeiten bekannt. Im Prinzip können die Ergebnisse von PDA-Messungen so zusammengefasst werden, dass der Zusammenhang zwischen Tropfengröße und -geschwindigkeit sichtbar wird. Im düsenfernen Sekundärzerfallsbereich des Sprays von vergrößerten Modelldüsen wird eine deutliche Abhängigkeit zwischen den beiden Größen gefunden [140]; bei Dieselsprays kann dagegen keine ausgeprägte Korrelation festgestellt werden (Abbildung 4.21). Wenn dieses Ergebnis auch unter den Bedingungen, die im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurden richtig bleibt, führt die unterschiedliche Gewichtung großer und kleiner Tropfen zu keiner nennenswerten Verschiebung der gemessenen Geschwindigkeiten. Ein Indiz hierfür ist, dass – sofern dieser Fragestellung nachgegangen worden ist – sie sich als weitestgehend unabhängig von der verwendeten Länge der Korrelationsfenster  $KF$  erwiesen haben (z.B. Abb. 4.28).

### Bias beim LCV

In der bisherigen Diskussion wurde davon ausgegangen, dass bei der Bestimmung der mittleren zeitlichen Verschiebung  $\Delta t$  alle *Geschwindigkeitsklassen* gleich gewichtet werden. Tatsächlich gibt es aus verschiedenen Gründen einen Bias zugunsten kleiner  $\Delta t$  bzw. hoher Geschwindigkeiten. Innerhalb eines Zeitfensters variierende Tracer-Geschwindigkeiten können nicht nur durch turbulente Fluktuationen der Geschwindigkeit, sondern auch durch räumliche Geschwindigkeitsgradienten verursacht werden, da die Detektionsvolumen eine endliche Ausdehnung haben.

**Überschätzung der Geschwindigkeit aufgrund der Zählrate:** Bei einer eindimensionalen Strömung ist die Zahl der Tracer mit Geschwindigkeit  $v_{Tr}$ , die pro Zeiteinheit ein ortsfestes Gebiet (das Detektionsvolumen) in der Strömung passieren, proportional zu  $N \cdot v_{Tr}$ , wobei die Konzentration der Tracer  $N$  in einer 2-Phasen-Strömung sowohl von  $v_{Tr}$  als auch von der Position des Detektionsvolumens abhängen kann. Um das Bias des Mittelungsverfahrens abschätzen zu können, wird aber angenommen, dass die Dichte der Tracer konstant ist. Dabei zeigt sich, dass pro Zeiteinheit mehr schnelle als langsame Teilchen das Detektionsvolumen passieren, so dass



**Abbildung 4.21:** Tropfengrößenverteilung und Durchmesser-Geschwindigkeits-Korrelation in einem Dieselspray [143]. Die Axialgeschwindigkeit ist relativ niedrig, da alle validierten Ereignisse berücksichtigt werden, aber erst nach dem Ende der Einspritzung eine hohe Datenrate vorliegt.

bei der Bildung des Mittelwerts eine höhere Anzahl schneller als langsamer Teilchen berücksichtigt wird, der Mittelwert also eine höhere Geschwindigkeit anzeigt als die „mittlere Strömungsgeschwindigkeit“. Es ist dabei irrelevant, ob die verschiedenen Einzelgeschwindigkeiten durch räumliche Gradienten oder turbulente Fluktuationen verursacht werden. Nach ZHANGs Analyse [167], die ohne Einschränkung von LDA auf LCV oder L2F übertragen werden kann, führt eine Normalverteilung der Geschwindigkeit (mit der Wahrscheinlichkeitsverteilung

$$p(v) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(v-\bar{v})^2}{2\sigma^2}} \quad (4.65)$$

um den *wahren* Mittelwert  $\bar{v}$ ) nach Auswertung der gemessenen *Tracer*-Geschwindigkeiten (für  $\sigma \lesssim \bar{v}/2$ ) zu den Bias-behafteten Werten  $v_b$  und  $\sigma_b$  mit

$$\frac{v_b}{\bar{v}} \approx 1 + \frac{\sigma^2}{\bar{v}^2} > 1 \quad (4.66)$$

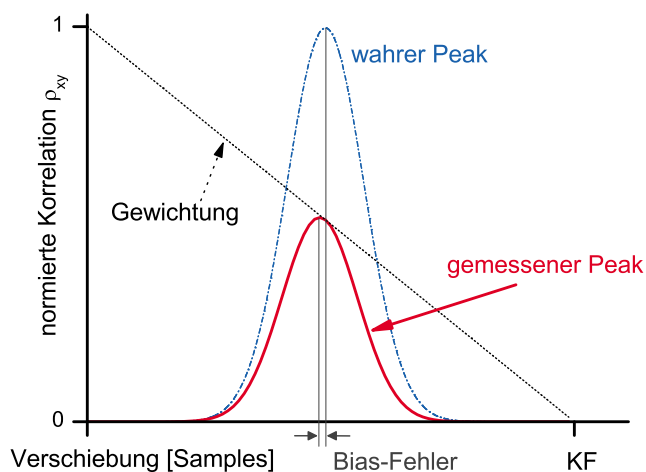
$$\frac{\sigma_b^2}{\sigma^2} \approx 1 - \frac{\sigma^2}{\bar{v}^2} < 1. \quad (4.67)$$

Den beiden Unbekannten  $\bar{v}$ ,  $\sigma$  stehen die zwei Gleichungen 4.66, 4.67 gegenüber, im Prinzip könnte daher eine Korrektur der gemessenen Werte durchgeführt werden. Eine Voraussetzung dafür wäre allerdings, dass abgesehen von der Turbulenz keine weiteren Effekte die Messwerte  $v_b$ ,  $\sigma_b$  beeinflussen. Da davon nicht ausgegangen werden kann erscheint es ratsam, auf eine entsprechende Korrektur zu verzichten.



**Überschätzung der Geschwindigkeit aufgrund der FFT bei der Kreuzkorrelation:** Die Bestimmung der Geschwindigkeiten beim LCV basiert auf der Ermittlung des zeitlichen Versatzes zwischen zwei ähnlichen Signalen. Hierzu wird (wie in Abschnitt 4.4 beschrieben) die Kreuzkorrelation zwischen den Signalen berechnet, wobei die Korrelationsfunktion nicht direkt, sondern über den Umweg der schnellen Fourier-Transformation (FFT) berechnet wird. Grundsätzlich führen solche Verfahren zu einer Unterschätzung der Verschiebung zwischen den Signalen [114]. Wenn feste Korrelationsfenster verwendet werden, befindet sich ein „Ereignis“ z.B. ein Signalausschlag, der durch die Überquerung der Detektionsvolumen durch eine Tracer-Struktur verursacht wird, möglicherweise in einem der Korrelationsfenster, aber außerhalb des anderen. Die Wahrscheinlichkeit hierfür steigt offensichtlich mit zunehmendem Abstand zwischen den zusammengehörenden Ereignissen.

Die auf FFT basierenden Algorithmen nehmen an, dass die Signale periodisch sind, d.h. die Signale werden außerhalb des Korrelationsfensters periodisch fortgesetzt. Dadurch entsteht ein zusätzliches Problem, wenn die Verschiebung zwischen den Ereignissen größer als die halbe Breite der Korrelationsfenster ist. Dann ist der Abstand zwischen einem Ereignis im ersten Korrelationsfenster und seinem Pendant im zweiten nämlich größer als der Abstand zwischen diesem Ereignis und einer der periodischen Fortsetzungen im zweiten Korrelationsfenster. Solche Ereignisse tragen daher nicht zum Hauptmaximum der Korrelationsfunktion bei, deren Maximum die Signalverschiebung angeben soll. Abbildung 4.22 zeigt, wie dies zur Unterschätzung der Verschiebung führen kann.



**Abbildung 4.22:** Bias, der durch die Verwendung der FFT bei der Berechnung der Kreuzkorrelation entsteht (aus [114]). Die Gewichtungsfunktion kann als Wahrscheinlichkeit aufgefasst werden, dass zusammengehörende Ereignisse sich beide innerhalb des Auswertungsfensters befinden und zum Haupt-Maximum von  $\rho_{xy}$  beitragen.

Zur Reduzierung der beschriebenen Bias-Quellen wird in vielen PIV-Algorithmen eine iterative Strategie angewendet, die auch auf andere, auf Kreuzkorrelation basierende Auswertungsverfahren wie LCV oder L2F, angewendet werden kann [157]. Im wesentlichen wird dabei wie folgt vorgegangen:

1. Abschätzung der Verschiebungen, indem große und damit wenig bias-anfällige Auswertungsfenster verwendet werden;
2. Bearbeitung des Ergebnisses, z.B. indem nicht plausible Werte der Verschiebung eliminiert und durch interpolierte Werte ersetzt werden oder durch Glätten der ermittelten Verschiebungskurve;

3. Neue, genauere Ermittlung der Verschiebung, indem verkleinerte Auswertungsfenster verwendet werden, die bereits um die im 1. Schritt ermittelten (und im 2. korrigierten) Beträge zueinander verschoben werden.
4. Wiederholung der Schritte 2.-3. mit weiterer Verkleinerung der Auswertungsfenster.

Die Bearbeitung oder Glättung der Ergebnisse ist notwendig, da falsch abgeschätzte Werte der Verschiebung nicht mehr korrigiert werden können. Bei einem ausreichend großen Fehler wäre es nach einer entsprechenden Verschiebung sogar ausgeschlossen, dass sich noch zusammengehörende Ereignisse in den Auswertungsfenstern befinden.

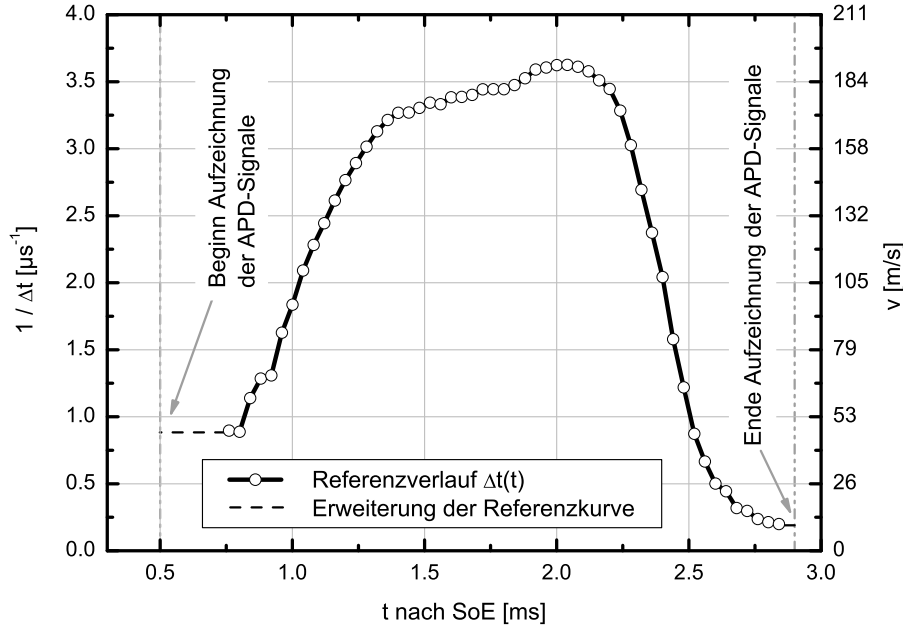
Ein wesentlicher Vorteil bei der Verwendung kleinerer Auswertungsfenster ist neben der verbesserten Auflösung die geringere Wahrscheinlichkeit, dass sie Ereignisse mit verschiedenen Verschiebungen enthalten, die unterschiedlich gewichtet werden könnten. Beim LCV führen z.B. zeitliche Geschwindigkeitsgradienten dazu, dass Ereignisse am Anfang des Zeitfensters einer anderen Geschwindigkeit entsprechen als am Ende des Zeitfensters. Die Differenz der Geschwindigkeiten wächst mit zunehmender Breite des Auswertungsfensters.

### Algorithmus zur Verbesserung der Abschätzung der Turbulenzintensität

Bei Experimenten wie dem LCV, wo Messungen an zahlreichen Sprays durchgeführt werden, muss zwischen reproduzierbaren (durch zeitliche Geschwindigkeitsgradienten) und stochastischen Schwankungen (Turbulenz) der Geschwindigkeit unterschieden werden. Im Prinzip können die Daten jeder Einspritzung mit einem iterativen Algorithmus ausgewertet und so der zeitliche Verlauf der Geschwindigkeit sehr genau bestimmt werden. Allerdings dürfen nach der ersten Auswertung mit breiten Korrelationsfenstern keine fehlerhaften Werte im Geschwindigkeitsverlauf enthalten sein. Daher ist es naheliegend, einen über zahlreiche Einspritzungen gemittelten Referenz-Geschwindigkeitsverlauf (Abbildung 4.23 zeigt ein Beispiel) zu verwenden: dieser wird weniger fehlerbehaftete Werte enthalten, und die verbliebenen Fehler sollten leicht identifizierbar sein. Dabei muss allerdings in Kauf genommen werden, dass bei der späteren Verwendung kleinerer Korrelationsfenster nicht alle Geschwindigkeiten registriert bzw. mit maximaler Genauigkeit bestimmt werden können, da einzelne Geschwindigkeiten stark vom Mittelwert abweichen können.

Um möglichst genaue Aussagen über die Turbulenz treffen zu können und einen hochaufgelösten Geschwindigkeitsverlauf zu bestimmen, wurde der LCV-Auswertungsalgorithmus (s. 4.4) in Anlehnung an 4.4.4 so weiterentwickelt, dass der Einsatz kleinstmöglicher Korrelationsfenster sinnvoll ist. Abbildung 4.24 gibt einen Überblick über den modifizierten Algorithmus.

Um den Wert der Turbulenzintensität  $Tu = \sigma/\bar{v}$  sinnvoll abzuschätzen, muss vermieden werden, dass innerhalb eines Auswertungsfensters die Beiträge mehrerer Tracer-Strukturen gemittelt werden. Da aufgrund der nicht näher bekannten Eigenschaften dieser Strukturen und der sehr verschiedenen Signalverläufe, die sie erzeugen, eine eindeutige Identifikation der Ereignisse sehr aufwendig wäre, wird stattdessen die Länge  $KF$  der Auswertungsfenster soweit wie möglich reduziert. Im Idealfall sollten so kleine Auswertungsfenster verwendet werden, dass die mittlere Zahl der Ereignisse innerhalb eines Zeitfensters  $N \cdot \bar{v} \cdot KF \ll 1$  ist. Damit wäre die Wahrscheinlichkeit, dass sich innerhalb eines Auswertungsfensters *mehr als ein Ereignis* befindet, nämlich äußerst gering. Die Wahrscheinlichkeit, dass innerhalb eines Zeitfensters *kein* Ereignis registriert wird, ist dabei natürlich hoch. Solche Datenpunkte werden aber anhand der in Abschnitt 4.4 beschriebenen Validationskriterien verworfen.



**Abbildung 4.23:** Referenz-Verlauf der Verschiebung  $\Delta t(t)$  (berechnet mit  $KF = 40.96 \mu s$ , Mittelwert von 40 Einspritzungen). Zwischen den Stützstellen wird linear interpoliert, im Bereich außerhalb der Referenzkurve wird der letzte verfügbare Wert verwendet. Eine manuelle Kontrolle des Referenzverlaufs ist erforderlich, um sicherzustellen, dass er keine irregulären Werte mehr erhält.

Bedingungen:  $p_E = 20 \text{ MPa}$ ,  $h = 4 \text{ mm}$ ,  $r \approx 0$

Düse: ks3.

Die mittlere Dauer der einzelnen Ereignisse setzt allerdings eine untere Grenze für sinnvolle Breiten der Auswertungsfenster, da diese das jeweilige Ereignis möglichst vollständig erfassen sollten. Die Korrelation zweier Signalausschläge hat eine Breite  $KB_{1,2}$ , die sich ungefähr wie

$$KB_{1,2} \sim \sqrt{L_1^2 + L_2^2} \quad (4.68)$$

verhält, wobei  $L_1$  und  $L_2$  die Längen der einzelnen Ausschläge sind<sup>20</sup>. Da die Signale der beiden Detektionsvolumen ähnlich sind, sollten diese gleiche Länge haben ( $L_1 \sim L_2$ ). Um die kleinste sinnvolle Breite der Auswertungsfenster zu ermitteln, wird bei der Auswertung der Korrelationsfunktion  $\rho_{xy}(\tau)$  nicht nur die Lage des Maximums, sondern auch dessen Breite bestimmt. Diese kann entsprechend Abbildung 4.25 so definiert werden, dass sie den Bereich um das Maximum  $C$  von  $\rho_{xy}(\Delta t)$  umfasst, wo  $\rho_{xy} \geq C e^{-1/2}$  ist. Eine andere Definition, die allerdings zu ähnlichen Werten wie die vorherige führt, identifiziert die Breite der Korrelationsfunktion mit dem Kehrwert der Signalbandbreite  $B$  (Gl. 4.55), die durch Anpassung des Peaks an eine Parabel in der unmittelbaren Nähe des Maximums ermittelt werden kann.<sup>21</sup>

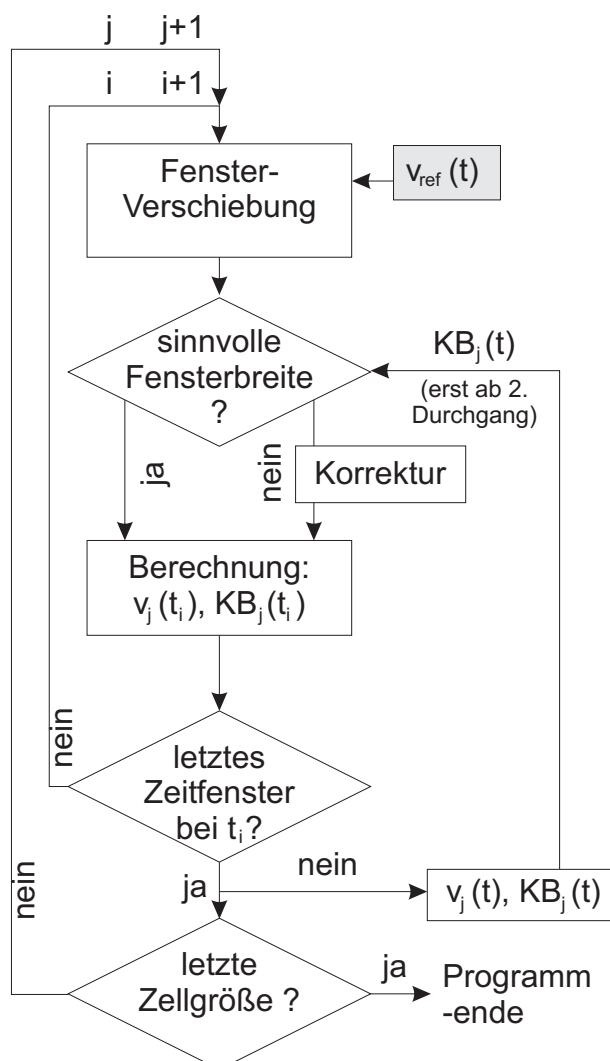
Der in Abbildung 4.24 skizzierte Algorithmus ermittelt ab dem ersten Durchgang die Korrelationsbreiten  $KB_j(t)$  und prüft ab dem 2. Durchgang, ob die vorgegebenen Korrelationsfenster

<sup>20</sup>Bei Gauß- und einigen anderen speziellen Funktionen kann in 4.68 ein „=“ statt des „~“ verwendet werden [26].

<sup>21</sup>Genauer:  $KB \sim 2\sqrt{2\pi^2/3(1 - e^{-1/2})} \cdot 1/B \sim 0.49 \cdot 1/B$

**Abbildung 4.24:** Algorithmus für die Bestimmung von Geschwindigkeiten innerhalb kurzer Zeitfenster.

Nach jedem Hauptdurchgang (Index  $\{j\}$ ) wird die nächstkleinere Größe  $KF_j$  des Korrelationsfensters verwendet und die Geschwindigkeit zu jedem Zeitpunkt  $t_i$  berechnet.

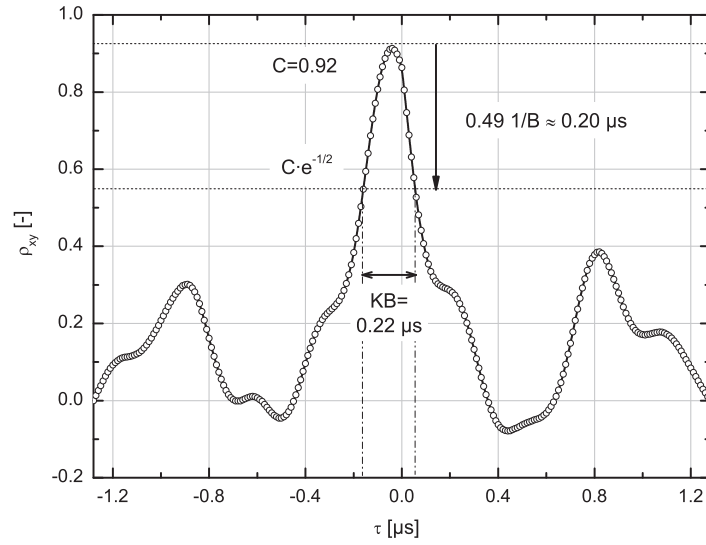


noch ausreichend groß sind. Die Zahl der Samples pro Korrelationsfenster ist dabei immer eine 2er-Potenz, da die zur Berechnung der Korrelationsfunktion benötigte Zeit dann am geringsten ist. Abbildung 4.25 zeigt das Beispiel einer Korrelationsfunktion, die innerhalb des kleinsten sinnvollen Zeitfensters ( $KF = 1.28 \mu s$ ) berechnet wurde.

Falls die gewünschten Zeitfenster  $KF$  gegenüber der im vorherigen Durchgang ermittelten Breite des Korrelationspeaks zu kurz sind, werden die kleinstmöglichen Korrelationsfenster verwendet, die die Bedingung  $KF(t) > 2KB(t)$  noch erfüllen<sup>22</sup>. Dies ist insbesondere am Ende der Einspritzung sinnvoll, da relativ große, sehr langsame Tropfen gebildet werden, die zu entsprechend langen Ausschlägen der APD-Signale führen. Ein Beispiel hierfür ist in Abb. 4.26 dargestellt.

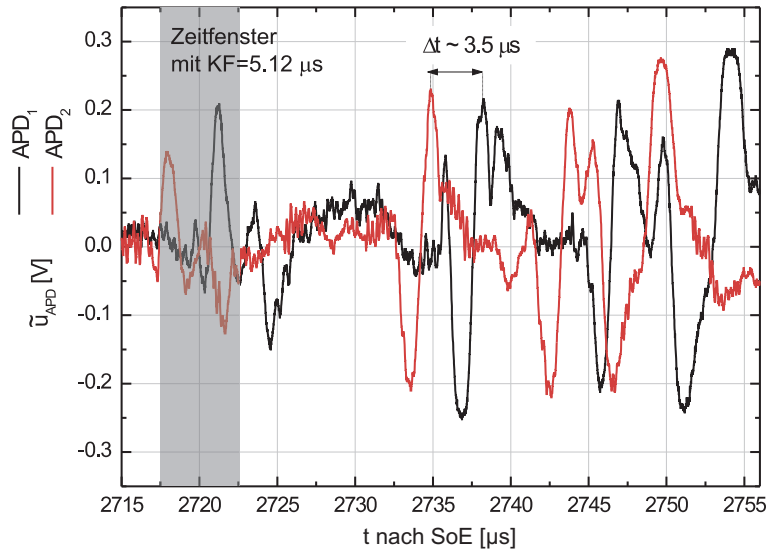
In der Praxis hat sich herausgestellt, dass der Einsatz des iterativen Algorithmus mit zahlreichen Schwierigkeiten und hohem Aufwand verbunden ist. Zuerst ist für jeden Messpunkt ein sorgfältig kontrollierter, teilweise manuell erstellter Referenzverlauf erforderlich. Bei der Ermittlung der Breite der Korrelationspeaks kann es in seltenen Fällen zu Fehlern kommen, die sich beim nächsten Durchgang mit kleineren Korrelationsfenstern negativ auf die Qualität des

<sup>22</sup>Nach Gl. 4.68 wäre  $KF(t) > \sqrt{2}KB(t)$  ausreichend. Das verwendete Kriterium bietet aber einen zusätzlichen Sicherheitsabstand.

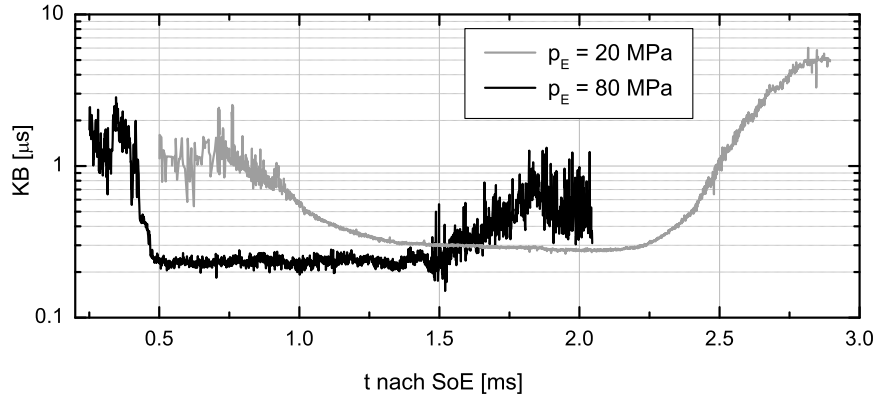


**Abbildung 4.25:** Beispiel einer normierten Kreuzkorrelationsfunktion mit Auswertungsfenstern der Breite  $KF = 1.28 \mu\text{s}$ . Das 2. Auswertungsfenster wurde dabei bereits so verschoben, dass das Maximum der Korrelationsfunktion sich in unmittelbarer Nähe des Nullpunkts befindet.

*Bedingungen:*  $p_E = 20 \text{ MPa}$ ,  $h = 4 \text{ mm}$ ,  $r \approx 0$ ,  $t = 1.75 \text{ ms}$ , daher im quasistationären Bereich. Düse: ks3.



**Abbildung 4.26:** Gefilterte Photodiodensignale am Ende der Einspritzung, wo die Strukturen aufgrund der niedrigeren Geschwindigkeit deutlich länger sind als im quasistationären Bereich. Das Beispiel zeigt, dass eine Verschiebung der Auswertungsfenster erforderlich ist, um sicher zu stellen, dass korrespondierende Strukturen innerhalb beider Auswertungsfenster liegen, und eine weitere Verkleinerung der Auswertungsfenster nicht sinnvoll ist. *Bedingungen:* wie Abb. 4.23.



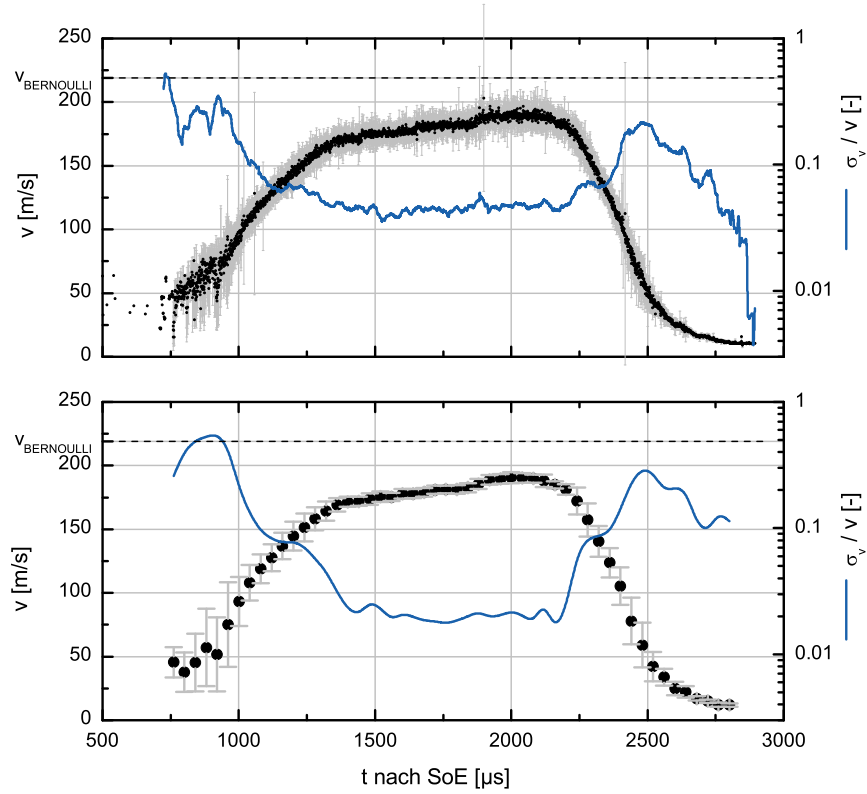
**Abbildung 4.27:** Korrelationsbreiten bei  $p_E = 20, 80$  MPa. Versuchsbedingungen ansonsten wie in Abb. 4.23.  $KB$  wird als Bereich definiert, in dem  $\rho_{xy} > (e^{-1/2} \cdot C)$  ist.

Aufgrund der kürzeren Verweildauer der Strukturen in den Detektionsvolumen, eventuell auch aufgrund kleinerer Tropfendurchmesser, sind die Korrelationspeaks bei höherem Einspritzdruck deutlich kürzer.

Ergebnisses auswirken. Desweiteren ist bei der Verkleinerung der Zeitfenster eine Anpassung der Validierungskriterien angemessen. Der Einsatz sehr kurzer Zeitfenster erhöht die Wahrscheinlichkeit, dass erratische Ereignisse, die nicht mit der Strömung in Verbindung stehen (etwa elektronisches Rauschen oder Korrelation von zwei unterschiedlichen Strukturen), irrtümlicherweise als korrekte Geschwindigkeitsmessung interpretiert werden. Ein routinemäßiger Einsatz des autoadaptiven Algorithmus erscheint zum jetzigen Zeitpunkt daher nicht zweckmäßig. Bei einem Datensatz mit sehr hoher Signalqualität kann er jedoch erfolgreich verwendet werden, wie das folgende Beispiel zeigt.

In mehreren Schritten wurden die Korrelationsfenster verkleinert. Der Referenzverlauf (Abb. 4.23) wurde mit  $KF_{ref} = 40.96 \mu s$  erstellt, danach wurde mit  $KF_1 = 40.96 \mu s$ ,  $KF_2 = 10.24 \mu s$ ,  $KF_3 = 2.56 \mu s$  und schließlich  $KF_4 = 1.28 \mu s$  weitergerechnet. Die dabei berechnete Breite der Korrelationspeaks ist in Abb. 4.27 dargestellt, und Abb. 4.28 zeigt ein Vergleich der Geschwindigkeiten und ihrer Standardabweichungen, die im ersten ( $KF_1 = 40.96 \mu s$ ) und im letzten ( $KF_4 = 1.28 \mu s$ ) Schritt der Rechnung ermittelt wurden.

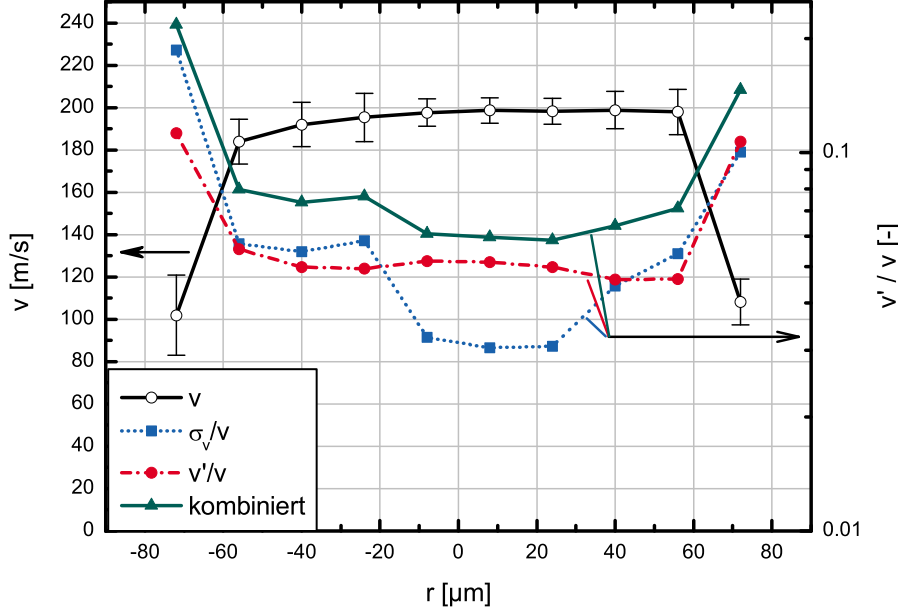
Auffällig ist, dass die Streuung am Anfang und am Ende der Einspritzung, wo tatsächlich meist  $KF \geq 5.12 \mu s$  zum Einsatz kommen, in beiden Kurvenverläufen annähernd gleich ist. Dies lässt sich dadurch erklären, dass die Korrelationspeaks durch wenige, relativ lange Strukturen hervorgerufen werden, die unabhängig von  $KF$  erfasst werden. Es kommt zu keiner signifikanten Mittelung zwischen zahlreichen Strukturen. Anders ist die Situation im quasistationären Bereich der Einspritzung. Hier ist die Streuung bei  $KF_4 = 1.28 \mu s$  tatsächlich größer als bei  $KF_{ref} = 40.96 \mu s$ . Das Verhältnis ist mit  $\lesssim 3$  allerdings deutlich kleiner als  $\sqrt{4096/128} \approx 5.7$ , wie nach Gl. 4.62 zu erwarten wäre. Der Grund hierfür ist, dass bei  $KF_4 = 1.28 \mu s$  viele Zeitfenster kein (ausreichend deutliches) Ereignis enthalten. Sie erfüllen die Validierungskriterien nicht, werden verworfen und in der Statistik nicht weiter berücksichtigt. Der Erwartungswert der Zahl der Ereignisse  $\langle M_j \rangle$  in einem *validierten* Zeitfenster sollte immer mindestens 1, der Erwartungswert der Zahl der Strukturen in einem *beliebigen* Zeitfenster dagegen proportional zu dessen Länge sein.



**Abbildung 4.28:** Mittelwert (schwarze Punkte/linke Achse) und Streuung (Fehlerbalken bzw. blaue Linie/rechte Achse) im Geschwindigkeitsverlauf für  $KF = 40.96 \mu\text{s}$  (unten),  $1.28 \mu\text{s}$  (oben). Versuchsbedingungen entsprechend der vorherigen Abbildung (nur  $p_E = 20 \text{ MPa}$ ).

Es bleibt anzumerken, dass die Standardabweichung  $\sigma_v$  der Messwerte, selbst wenn sie nach dem in diesem Abschnitt beschriebenen Algorithmus ermittelt wird, nicht mit dem Turbulenzgrad identifiziert werden kann. Denn neben den tatsächlich auf Turbulenz zurückzuführenden stochastischen Schwankungen der Geschwindigkeit sind in  $\sigma_v$  auch messtechnische Fehler berücksichtigt. In Common-Rail-Systemen führt die diskontinuierliche Druckerzeugung durch Radialkolbenpumpen darüber hinaus zu Pulsationen des Raildrucks, deren Amplitude im Bereich von  $\delta p_E \sim 0.5 \text{ MPa}$  liegt. Die Frequenz dieser Pulse beträgt das Dreifache der Pumpendrehzahl (ca.  $1000 \text{ min}^{-1}$ ; die verwendete CP1 -Pumpe verfügt über 3 Kolben), die dazugehörige Periode ( $\sim 20 \text{ ms}$ ) ist damit deutlich länger als die Dauer der Einspritzung. Es kann daher angenommen werden, dass der Versorgungsdruck während der Einspritzung konstant ist, von einer Einspritzung zur nächsten aber leichten Schwankungen unterworfen ist (Einspritzung und Pumpendrehzahl sind, im Gegensatz zur Situation im Motor, nicht aneinander gekoppelt oder miteinander synchronisiert). Diese Druckpulsationen führen zu unterschiedlichen Geschwindigkeitsniveaus zwischen den Einspritzungen; nach der Bernoulli-Gleichung 2.4 ist eine Schwankungsbreite von  $\delta v/v = 1/2 \cdot \delta p_E/p_E \sim 1.25 \cdot 10^{-2}$  zu erwarten. Da der Effekt innerhalb der jeweiligen Einspritzung annähernd konstant bleibt, ist dessen Anteil an  $\sigma_v$  unabhängig von der Länge der Korrelationsfenster. Selbst bei Geschwindigkeitsberechnungen mit langen Zeitfenstern ( $KF_1 = 40.96 \mu\text{s}$ ) liegt  $\sigma_v/v$  während der quasistationären Phase ( $\sim 0.02$ , Abb. 4.28) signifikant über dem geschätzten Anteil der Druckpulse.

Da für dieseltypische Bedingungen weder im Primärzerfallsgebiet des Sprays noch in der Innenströmung Messungen der Turbulenz möglich sind, kann die Plausibilität der Ergebnisse nicht direkt geprüft werden. Ihre Gegenüberstellung mit einer numerischen Simulation der Innenströmung (Abb. 4.29, [93]) zeigt aber, dass die ermittelten Turbulenzgrade realistisch sind.



**Abbildung 4.29:** Geschwindigkeitsprofil am Spritzlochaustritt, langfristige Schwankungen der Geschwindigkeit (Fehlerbalken,  $\sigma_v/v$ ), Turbulenzgrad  $Tu = v'/v$  sowie die Kombination  $(\sigma_v^2 + v'^2)^{1/2}/v$  dieser Größen (jeweils Simulationsergebnisse).

Für die 3D-Simulation wurde CFX10.0.SP1 mit dem SST-Turbulenzmodell und stationären Randbedingungen (Nadelhub  $250 \mu\text{m}$ ) verwendet. Die Entwicklung der Strömung wurde dabei über einen Zeitraum von über  $0.5 \text{ ms}$  verfolgt. Die dargestellten Geschwindigkeiten sind Mittelwerte über einen Zeitraum von  $0.33 \text{ ms}$ ,  $\sigma_v$  die zugehörigen Standardabweichungen. Dabei handelt es sich um langfristige Schwankungen der Geschwindigkeit, die bei der Reynolds-Mittelung [150] nicht als Turbulenz ( $\rightarrow v'$ ) aufgefasst werden. Der axiale Anteil der Turbulenz wird aus der turbulenten kinetischen Energie ( $TKE$ ) unter der Annahme isotroper Turbulenz berechnet ( $v' \approx \overline{v'^2}^{1/2} = \sqrt{2/3 TKE}$ ), die dem SST-Modell zugrunde liegt.

Die im Sprayzentrum gemessene Maximalgeschwindigkeit entspricht ziemlich exakt den Werten der Simulation. Angesichts der Unsicherheiten – sowohl bei der Messtechnik als auch in der Simulation, etwa bei der Wahl des Turbulenzmodells – muss auch die Übereinstimmung der kombinierten Schwankungen ( $\sim 0.06$ , Abb. 4.29) mit den Standardabweichungen des Experimentes (bei kleinen Korrelationsfenstern:  $\sim 0.04 - 0.05$ , Abb. 4.28) als hervorragend bezeichnet werden. Die mit großen Korrelationsfenstern ermittelten experimentellen Fluktuationen ( $\sim 0.02$ ) scheinen die tatsächlichen Schwankungen dagegen zu unterschätzen.



## 4.5 Experimentelle Ergebnisse

### 4.5.1 Geschwindigkeitsmessungen bei Einloch-Voraus- bzw. Dreilochdüsen

Geschwindigkeitsmessungen im Primärzerfallsbereich eines Dieselsprays erfordern aufgrund der geringen Ausdehnung des Messobjektes sehr kleine Messvolumen; die Größenordnung, die erreicht werden muss, liegt bei etwa  $D_{MV} \lesssim 10 \mu\text{m}$ . Solch kleine  $D_{MV}$  können jedoch nur realisiert werden, wenn die Optik sehr nah am Spray angebracht wird (ca. 12 mm, s. Abschnitt 4.2). Die optischen Bauteile müssen dabei während einer Messung – z.T. mit mehreren hundert Einspritzungen – weitestgehend frei von Kraftstofftröpfchen bleiben. Bei einem einzelnen Spray kann dies noch relativ einfach sichergestellt werden, da die Kegelwinkel von Dieselsprays gering sind ( $\theta_S \lesssim 20^\circ$ ) und die Hauptsprayrichtung ohnehin senkrecht zur optischen Achse ausgerichtet werden sollte. Messungen an sogenannten „Einloch-Vorausdüsen“ sind am wenigsten aufwendig und werden daher vor allem zwecks Charakterisierung und Weiterentwicklung der Messtechnik eingesetzt. Aufgrund der fehlenden Umlenkung beim Einlauf ins Spritzloch gibt es jedoch bedeutende Unterschiede im Vergleich zu Seriendüsen (s. Abb. A.3 für eine Übersicht der wichtigsten geometrischen Eigenschaften und für eine Definition des verwendeten Koordinatensystems).

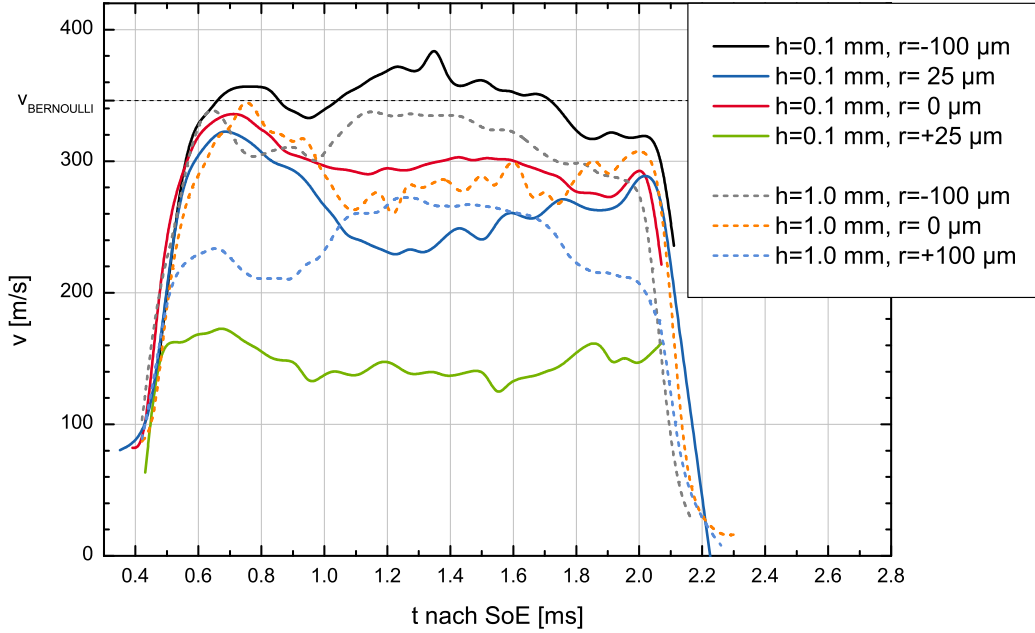
Einlochdüsen mit schräg angebrachten Spritzlöchern (Lage und Form des Spritzlochs vergleichbar mit entsprechenden Seriendüsen) führen diesbezüglich zu keinem Fortschritt, da die Symmetrie der Originalgeometrie zerstört wird. Asymmetrische Strömungen in Nadelsitz und Sackloch führen zu einer unrealistischen Zuströmung zum Spritzloch; darüber hinaus wird die Düsen-nadel aufgrund der asymmetrischen Druckverteilung im Strömungsgebiet von ihrer Mittelachse weggedrückt und/oder verformt.

Bei der Verwendung von Mehrlochdüsen wird der Schutz der Optik vor Kraftstofftröpfchen mit steigender Anzahl an Sprays immer schwieriger. Wenn sowohl Injektor als auch das beobachtete Spray senkrecht zur optischen Achse bleiben sollen, können höchstens 3 symmetrisch über den Düsenumfang angeordnete Spritzlöcher zugelassen werden. Bei mehr als 3 Sprays würden sich nämlich zwischen Lichtquelle, Messvolumen und Abbildungsoptik weitere, optisch dichte Sprays ausbreiten und die Messung erheblich erschweren. Dennoch sind LCV-Messungen an 3-Loch-Düsen bereits sehr schwierig.

#### Geschwindigkeitsmessung bei einer kavitierenden Einloch-Düse

Abbildung 4.30 zeigt exemplarisch die Geschwindigkeitsverläufe an einigen Positionen im Spray einer Einloch-Vorausdüse. Es handelt sich um eine zylindrische Sacklochdüse mit  $D_{\text{ein}} = D_{\text{aus}} = 190 \mu\text{m}$  und leicht verrundetem Einlauf (s. Anhang A.2). Durchflussmessungen haben gezeigt, dass es bei den verwendeten Randbedingungen zu großflächigen Kavitationsgebieten im Spritzloch kommt, und in transparenten Modellen der verwendeten Düse konnte Kavitation im Spritzloch schon bei deutlich geringeren Kavitationszahlen nachgewiesen werden [155].

Die Geschwindigkeitsprofile in Abbildung 4.31 zeigen, dass die Mitte des Sprays jeweils bei etwa  $r \sim -100 \mu\text{m}$  liegt. Dort treten auch die höchsten Geschwindigkeiten auf. Die Anstiege der Geschwindigkeiten zu Beginn der Einspritzung sowie ihr Rückgang am Ende sind bei allen Messpunkten annähernd gleich. Darüber hinaus zeigt sich aber, dass mit zunehmendem Abstand von der Sprayachse das mittlere Geschwindigkeitsniveau abnimmt. Während der Einspritzung ist die Geschwindigkeit nicht notwendigerweise konstant, sondern entwickelt sich im Lauf der Zeit weiter. Zwischen  $h = 0.1$  und  $h = 1.0$  mm bleiben einige dieser Strukturen in  $v(t)$  nur teilweise

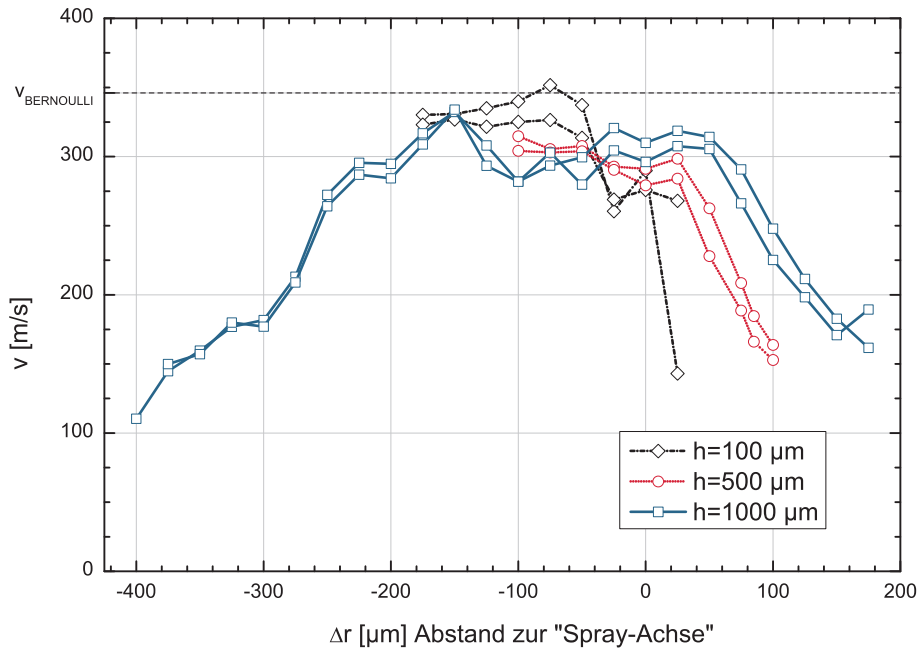


**Abbildung 4.30:** Geschwindigkeitsverläufe einer kavitierenden 1-Loch-Vorausdüse an verschiedenen Positionen im Spray. Die Kurven sind Mittelwerte von 100 einzelnen Einspritzungen.  $p_E = 50$  MPa,  $p_G = 0.1$  MPa.

erhalten ( $h = 0.1$  mm,  $r = -25, 0$   $\mu\text{m} \Leftrightarrow h = 1.0$  mm,  $r = 0$   $\mu\text{m}$ ), während andere komplett verschwinden (es gibt z.B. bei  $h = 0.1$  mm keine Kurve, deren Verlauf der von  $v(t)$  bei  $h = 1.0$  mm,  $r = 100$   $\mu\text{m}$  entspricht).

Die Interpretation der Geschwindigkeitsprofile ist schwierig, da nur das Profil bei  $h = 1.0$  mm vollständig ist. Unmittelbar nach Spritzloch-Austritt ( $h = 0.1$  mm) kann auf ein annähernd blockförmiges Profil geschlossen werden, das bei  $r \sim 0$  fast abrupt aufhört. Die äußeren Bereiche des Sprays konnten auf der gegenüberliegenden Seite nicht mit ausreichender Genauigkeit vermessen werden, so dass auf die Darstellung der Ergebnisse bei  $r < -180$   $\mu\text{m}$  verzichtet werden muss. Messungen der Geschwindigkeitsprofile innerhalb der Spritzlöcher von Plexiglasdüsen [155], die unter ähnlichen Bedingungen durchgeführt worden sind, zeigen, dass sich bereits innerhalb des Spritzlochs Blockprofile einstellen, die den Erwartungen [21] an eine hochgradig turbulente Rohrströmung entsprechen.

Bei größeren Abständen ( $h = 0.5, 1.0$  mm zum Spritzloch-Austritt) bleibt die grundsätzliche Form der Geschwindigkeitsprofile trapezförmig. Mit steigendem  $h$  wird der Bereich maximaler Geschwindigkeit in der Profilmitte jedoch breiter, wobei die Geschwindigkeit deutlich abzunehmen scheint. Bei den düsen nächsten Messpunkten ( $h = 0.1$  mm) liegt  $v$  teilweise sehr nah an oder sogar über der Bernoulli-Geschwindigkeit (Gl. 2.6, 4.69, Tab. 4.2), die bei verlustfreier Durchströmung erreicht würde – ebenfalls in guter Übereinstimmung mit PIV-Messungen in der Innenströmung [155]. Leichte Überschreitungen von  $v_{Ber}$  können einerseits dadurch erklärt werden, dass es in CR-Systemen zu Druckschwankungen und Druckwellen kommt (s. Abb. 4.34) und die Temperatur des unter Druck stehenden Kraftstoffs nicht genau bekannt ist. Sie ist mit Sicherheit höher als unter Umgebungsbedingungen, die Kraftstoffdichte ist demnach geringer und  $v_{Ber} = (2\Delta p / \rho_F)^{1/2}$  höher. Andererseits führen Ungenauigkeiten beim LCV tendenziell zu



**Abbildung 4.31:** Geschwindigkeitsprofile (im Zeitintervall  $t = 1.5 - 1.7$  ms) einer kavitierenden 1-Loch-Vorausdüse; experimentelle Bedingungen wie in Abb. 4.30. Die zweiten Kurven zeigen Ergebnisse einer Wiederholungsmessung, wobei die Tendenzen bestätigt werden, im Detail aber kleine Unterschiede erkennbar sind.

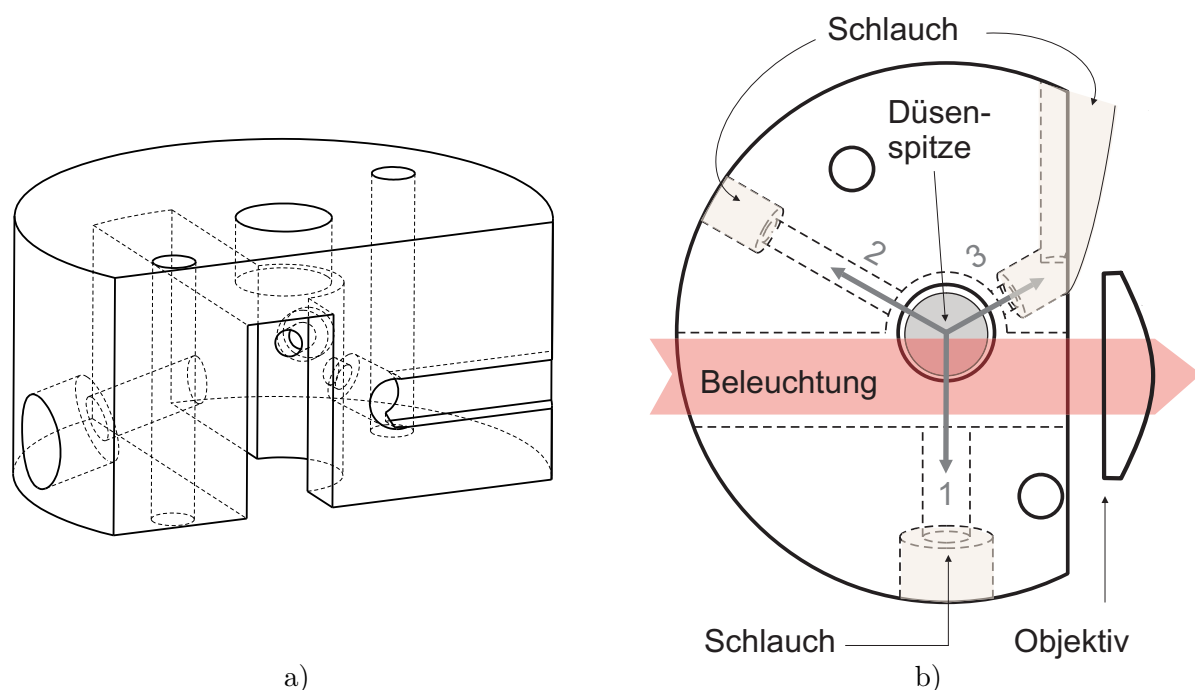
*Überschätzungen* der Geschwindigkeiten (Abschnitt 4.4.2).

Zwischen dichtem Spray und umgebender Atmosphäre bilden sich Übergangsbereiche aus, innerhalb derer die Geschwindigkeit mit zunehmendem Abstand zur Sprayachse kontinuierlich abnimmt. Die Breite dieser Bereiche nimmt mit  $h$  deutlich zu, der dazugehörige Geschwindigkeitsgradient wird daher immer kleiner. Auffällig ist die asymmetrische Form von  $v(r)$  bei  $h = 1.0$  mm: der Übergangsbereich ist auf der „linken“ ( $r < 0$ ) Seite des Sprays ausgedehnter als auf der „rechten“ ( $r > 0$ ); passend dazu ist der Geschwindigkeitsgradient etwas geringer. Aufgrund der Symmetrie der strömungsführenden Geometrie wäre jedoch ein symmetrisches Profil zu erwarten. Eine Desachsierung der Düsenadel ist zwar nicht auszuschließen, aufgrund des großen Sacklochvolumens zwischen der Nadelspitze und dem Spritzloch dürfte der Einfluss dieses Effektes aber gering sein. Wahrscheinlicher ist, dass die Kavitationsfilme im Spritzloch aufgrund unvermeidbarer kleiner Fertigungsungenauigkeiten nicht symmetrisch über den Umfang der Spritzlochwände verteilt sind. Dadurch entsteht effektiv eine asymmetrische Lochform, mit entsprechenden Konsequenzen für Innenströmung und Spray. In transparenten planaren Modellen dieser Düse wurde nachgewiesen, dass trotz der scheinbar symmetrischen Bauform asymmetrische Kavitationsfilme an den Rändern des Kanals ( $\Rightarrow$  Spritzloch) entstehen [75].

### Spray-Abschirmung für 3-Loch-Düsen

Beim Einsatz von Einlochdüsen ist konstruktiv sichergestellt, dass Spray und optische Achse senkrecht zueinander stehen, die Hauptsprayrichtung also parallel zur Eintrittslinse des Objektivs ist. Trotz geringer Abstände zwischen Spray und Objektiv kommt es daher nur selten zu

einer Verschmutzung der optischen Bauteile. Bei Dreiloch-Düsen zeigt mindestens ein Strahl in Richtung des Objektivs, wodurch Maßnahmen ergriffen werden müssen, die dessen Benetzung verhindern. Hierfür wird die in Abbildung 4.32 gezeigte Abschirmeinrichtung verwendet. Jedem Spray ist ein Kanal zugeordnet, an dessen Ende ein Schlauch angebracht werden kann. Die Kanäle nehmen den eingespritzten Kraftstoff auf und halten ihn von der Optik fern. Da das zu beobachtende Spray (# 1) parallel zum Objektiv ausgerichtet wird, muss es nicht sofort aufgefangen werden und ist auf einer Strecke von ca. 6 mm optisch ohne Einschränkung zugänglich.



**Abbildung 4.32:** Verwendete Abschirmeinrichtung für 3-Loch-Düsen [128]:

a) 3D-Ansicht, b) Sicht von oben. Spray # 3 zielt direkt in Richtung der Optik und wird daher, wie auch Sprays # 1 und # 2, in einen Schlauch geleitet. Lage und Größe der ersten Linse des Objektivs sind maßstabsgetreu eingezeichnet (Entfernung zum Spray: ca. 12.5 mm).

Abschirmeinrichtungen können das Volumen, das dem Spray effektiv zur Verfügung steht, drastisch verkleinern und daher über die induzierten Luftströmungen eine Rückwirkung auf das Spray haben. Es ist daher auf eine ausreichend großzügige Auslegung des Kanals zu achten, der das beobachtete Spray (# 1 in Abb. 4.32) aufnimmt. In Vorversuchen konnten beim Einsatz von Abschirmungen (mit ausreichend großem Kanal für Spray # 1) keine Unterschiede zwischen den Bildern aufgefangener und freier Sprays erkannt werden [128]. Die Auffangkanäle der *nicht beobachteten* Sprays # 2 und # 3 sind wesentlich enger und näher an den jeweiligen Spritzlöchern, um ein möglichst vollständiges Aufnehmen des Kraftstoffs zu gewährleisten. Rückwirkungen auf die Sprayeigenschaften sind hier sehr wahrscheinlich, konnten aber experimentell nicht überprüft werden, da diese Sprays optisch nicht mehr zugänglich sind. Für die Messung am ersten Spray wären sie ohnehin nicht relevant, da alle Spritzlöcher vollständig geöffnet bleiben und die

Innenströmung somit nicht verändert wird.

### Einspritzverläufe von 1-Loch und 3-Loch-Düsen

Das Wissen über Diesel- und ähnliche Sprays basiert größtenteils auf Experimenten, die an Einloch-Vorausdüsen durchgeführt wurden. In modernen Dieselmotoren spielen solche Einspritzsysteme keine Rolle mehr, aber die Kombination von Mehrlochdüsen und aufwendiger optischer Messtechnik ist oft unmöglich. Inwieweit Ergebnisse von Versuchen an Einloch-Vorausdüsen auf Mehrlochdüsen übertragbar sind, ist daher eine wichtige, experimentell schwer zu beantwortende Frage. Um Anhaltspunkte hierzu zu gewinnen, wurden Düsen hergestellt, die sich nur in der Zahl und der Lage der Spritzlöcher unterscheiden<sup>23</sup>: als Einloch-Vorausdüse und als Dreilochdüse, wobei die Spritzlöcher in letzterem Fall symmetrisch über den Düsenumfang verteilt sind und einen serientypischen Höhenwinkel von  $\psi = 80^\circ$  aufweisen. Die Lochgeometrie entspricht dem modernen *ks*-Standard [159, Anhang A.2]. Aufgrund der Konizität ( $D_{\text{ein}} - D_{\text{aus}} = 15 \mu\text{m}$ ,  $D_{\text{aus}} = 154 \mu\text{m}$ ) der Spritzlöcher und der Verrundung ihrer Einlaufkanten gelten die Düsen als kavitationsfrei.

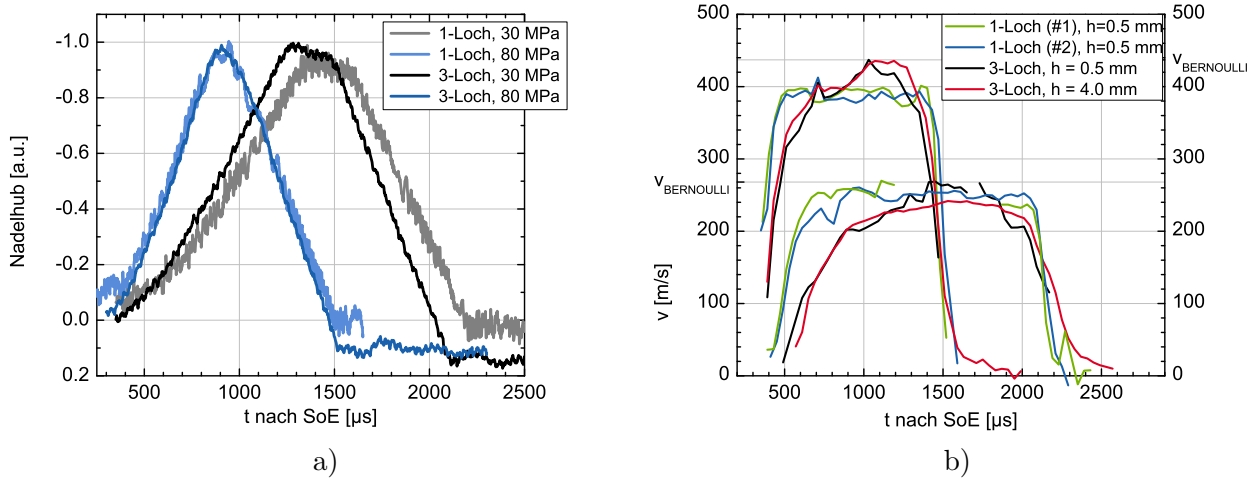
Die Versuchsreihen wurden bei gleichgestellten Bestromungszeiten des Magnetventils durchgeführt. Dadurch ist die gesamte eingespritzte Menge bei den Dreilochdüsen deutlich höher als bei den Einloch-Varianten, die Sprayeigenschaften sollten jedoch vergleichbar sein. Abbildung 4.33a zeigt die gemessenen Nadelhubkurven<sup>24</sup>. Die Verläufe sind von der Spritzlochanzahl praktisch unabhängig, hängen aber sehr stark vom Kraftstoffdruck  $p_E$  ab: Die Ansteuerung des Magnetventils schaltet zwischen zwei Gleichgewichtszuständen des Injektors, wobei die Bewegung der Nadel vom Druck des Kraftstoffs hervorgerufen wird (weitere Erläuterungen befinden sich in Anhang A.1). Das Öffnen der Nadel ist bei höherem Systemdruck deutlich schneller und die Zeit bis zum Erreichen des Maximalhubes daher entsprechend geringer. Auch die Verzögerung zwischen Bestromungsbeginn und dem Einsetzen der Nadelbewegung verkürzt sich mit steigendem  $p_E$  leicht. Der maximale Nadelhub ( $250 \mu\text{m}$ ) und die Nadelschließgeschwindigkeit sind hingegen praktisch unabhängig vom Systemdruck.

Die in Abb. 4.33b gezeigten, düsennah gemessenen Geschwindigkeitsverläufe im dichten Kern des Sprays geben den Einspritzverlauf gut wieder. Bei  $p_E = 80 \text{ MPa}$  ist die Zeit zwischen Spritzbeginn und Erreichen des quasistationären Bereichs maximaler Geschwindigkeit deutlich kürzer als bei  $p_E = 30 \text{ MPa}$ , entsprechend der höheren Nadelgeschwindigkeit. Darüber hinaus erreicht das Spray die Messvolumen früher und mit höherer Geschwindigkeit. Die erreichte Maximalgeschwindigkeit liegt in allen Fällen im Bereich der Bernoulli-Geschwindigkeit (eine genauere Analyse folgt in Abschnitt 4.5.1).

Trotz ähnlicher Nadelbewegung benötigt die Dreilochdüse etwas mehr Zeit, um den Bereich quasikonstanter Maximalgeschwindigkeit zu erreichen. Der Effekt ist bei  $p_E = 30 \text{ MPa}$  besonders ausgeprägt; bei  $p_E = 80 \text{ MPa}$  scheint der erste Geschwindigkeitsanstieg ( $\partial v / \partial t$ ) unabhängig von der Lochanzahl gleich schnell, verlangsamt sich aber um  $t = 600 \mu\text{s}$  etwas im Fall der Dreilochdüse.

<sup>23</sup>Die Durchströmung der Düsen mit dem Verrundungsmedium kann nicht exakt gleichgestellt werden. Es ist daher davon auszugehen, dass die Verrundung der Einlaufkanten zum Spritzloch trotz gleicher Steigerung des Durchflusses nicht identisch und bei den Dreilochdüsen auch leicht asymmetrisch ist ( $R_{E,1} \neq R_{E,2}$ , s. Abb. A.3).

<sup>24</sup>Tatsächlich wird die Bewegung des Ventilkolbens etwa 100 mm oberhalb der Düsenadel gemessen. Verformungen oder radiale Bewegungen des Ventilkolbens können die Messung daher verzerren, so dass die Nadelhubverläufe vor allem als Anhaltspunkt für die verschiedenen Phasen der Einspritzung verwendet werden sollten. Ein exaktes Ermitteln von Spritzbeginn oder Nadelposition ist anhand dieser Kurven nicht möglich.



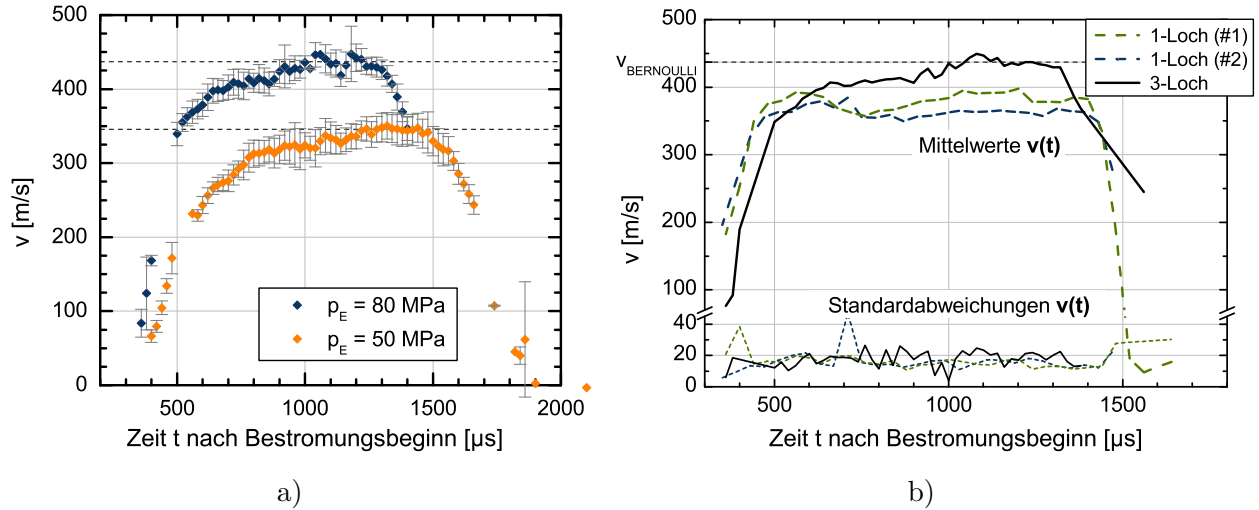
**Abbildung 4.33:** Nadelhübe (a) und Geschwindigkeitsverläufe im Zentrum der Sprays (b) für 1-Loch-Voraus- und 3-Loch-Düsen. Einspritzdrücke sind  $p_E = 30$  MPa (obere Kurvenschar) bzw.  $p_E = 80$  MPa (untere Kurvenschar). Bei der 1-Loch-Variante standen zwei Düsenmuster zur Verfügung.

Am Anfang der Nadelöffnungsphase liegt vor den Spritzlöchern ein Druck  $p_{SL}$  an, der deutlich geringer ist als der Raildruck  $p_E$ . Stark vereinfacht kann die Düse als Zwei-Drossel-System betrachtet werden, wobei der Nadelsitz die erste und die Spritzlöcher die zweite Drossel darstellen [12]. Der Druck, der sich zwischen den beiden Drosseln aufbaut ( $\sim p_{SL}$ ), hängt vom Zulaufdruck ( $p_E$ ) und dem Verhältnis der Drosselquerschnitte ab. Der den Spritzlöchern entsprechende Querschnitt ist proportional zur Zahl der Spritzlöcher und daher bei der Dreilochdüse deutlich höher als bei der Einlochdüse. Entsprechend höher ist der Abfluss aus dem Sitzbereich; bei gleichen Zuflussbedingungen folgt daraus ein niedrigerer Druck  $p_{SL}$  im Einlaufbereich zu den Spritzlöchern.  $p_{SL}$  baut sich daher bei ähnlicher Nadelhubkurve mit steigender Spritzlochzahl immer langsamer auf, und entsprechend langsamer steigen die Geschwindigkeiten im Spray an. Der Nadelhub, bei dem der engste Querschnitt sich nicht mehr im Sitz befindet, sondern den Spritzlöchern entspricht, steigt mit zunehmender Spritzlochzahl ebenfalls an und wird daher später erreicht.

Der Rückgang der Geschwindigkeit am Ende der Einspritzung erfolgt in allen Fällen etwas schneller als der Anstieg am Anfang, obwohl die Nadel bei  $p_E = 30$  MPa schneller schließt als öffnet. Die Unterschiede zwischen den beiden Einspritzdrücken sind gering; dennoch ist erkennbar, dass bei  $p_E = 80$  MPa der Prozess etwas weniger Zeit benötigt als bei  $p_E = 30$  MPa. Der Vergleich zwischen Ein- und Dreilochdüsen zeigt wiederum, dass die Geschwindigkeit bei 3 Spritzlöchern langsamer zurückgeht als bei einem und dass dieser Rückgang früher einsetzt. Mit den gemessenen Nadelhubverläufen und dem Zwei-Drossel-Modell lässt sich der Vorgang analog zum Nadelöffnen gut erklären.

**Druckwellen:** Abbildung 4.34 zeigt ausgewählte düsennahe Geschwindigkeitsverläufe aus dem Zentrum des Sprays ( $\sim$  Einspritzrate). Bei den Dreilochdüsen (a) bleiben die Geschwindigkeiten nach der Öffnungsphase zunächst annähernd konstant, steigen bei  $t \approx 1.05$  ms ( $p_E = 50$  MPa) bzw.  $t \approx 0.95$  ms ( $p_E = 80$  MPa) aber wieder leicht an, um sich bis zum Ende der Einspritzung auf diesem Niveau zu halten. Der Effekt ist bei 80 MPa ausgeprägter als bei 50 MPa, und bei

30 MPa kaum nachweisbar (vgl. Abb. 4.33b). Bei den Einloch-Düsen fällt er deutlich schwächer aus als bei den Dreiloch-Varianten (Abb. 4.34b): Düse #1 zeigt etwa zum gleichen Zeitpunkt als die 3-Loch-Düse den Ansatz höherer Geschwindigkeiten, bei einer Wiederholung der Versuchsreihe mit einer nach dem gleichen Verfahren gefertigten Düse (#2) war keine Erhöhung zu erkennen.



**Abbildung 4.34:** Vergleich der Geschwindigkeitsverläufe im Sprayzentrum:

a) 3-Loch-Düse,  $p_E = 50, 80$  MPa ( $h = 0.2$  mm).

b) 1-Loch-Düse ( $h = 0.1$  mm), 3-Loch-Düse ( $h = 0.2$  mm).  $p_E = 80$  MPa.

Die plausibelste Erklärung hierfür ist die Druckwelle, die zu Beginn der Einspritzung entsteht [57]. Der statische Druck im Sitz, der vor der Einspritzung (bei geschlossener Nadel) annähernd gleich dem Raildruck  $p_E$  ist, bricht zu Beginn der Einspritzung ein. Dadurch entsteht eine Druckwelle, die sich im Einspritzsystem mit Schallgeschwindigkeit (s. Tabelle 4.2) ausbreitet und an Drosselstellen, etwa den Übergängen Injektor-Leitung oder Leitung-Rail, reflektiert werden kann. Wenn die Druckwelle den Bereich vor den Spritzlöchern wieder erreicht, führt dies zu einer weiteren Erhöhung der Spraygeschwindigkeit.

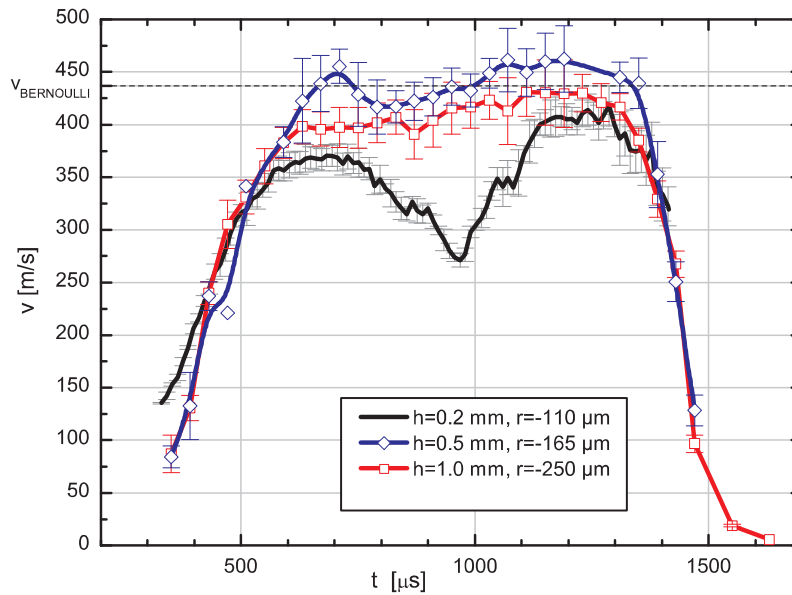
Bei  $p_E = 80$  MPa beträgt die Zeit zwischen Spritzbeginn (kann aufgrund der geringen Flugzeit mit dem ersten Datenpunkt identifiziert werden) und Geschwindigkeitserhöhung etwa 0.55 ms. Innerhalb dieser Zeit könnte eine Druckwelle ( $v_{\text{Schall}} = 1659 \text{ m s}^{-1}$ ) eine Strecke von ca. 900 mm zurücklegen. Da die Länge der Leitung 200 mm beträgt, und der Weg zwischen Spritzloch und Anschluss Injektor-Rail in der gleichen Größenordnung liegt, sollte eine Druckwelle etwa  $(200 \text{ mm} + 200 \text{ mm}) \times 2 = 800 \text{ mm}$  zurücklegen, bevor sie in den Bereich des Spritzlochs zurückreflektiert wird. Der Zeitpunkt der Geschwindigkeitsüberhöhung entspricht dem Zeitpunkt, wo die Nadel anfängt, sich wieder in Richtung ihres Sitzes zurückzubewegen. Diese Übereinstimmung ist jedoch rein zufällig, wie Abb. 4.43 (Abschnitt 4.5.2) zeigt. Darin sind Geschwindigkeitsverläufe dargestellt, die bei deutlich längeren Bestromungszeiten ( $t_A + t_H = 1.35 \text{ ms}$ ) aufgezeichnet wurden. Die Geschwindigkeitserhöhung bei  $p_E = 80$  MPa tritt aber wieder etwa 0.55 ms nach Spritzbeginn auf und endet etwa 0.5 ms später. Die erhöhte Geschwindigkeit ist also unabhängig von der Nadelbewegung, sie wird *nicht* durch das Schließen der Nadel ( $\sim 0.5 \text{ m/s}$ ) und ein damit verbundenes Herausdrücken des Kraftstoffs aus dem Sitzbereich verursacht.

Falls tatsächlich Druckwellen die beobachtete Geschwindigkeitserhöhung verursachen, kann erwartet werden, dass deren Amplitude mit steigendem *Anstieg der Einspritzrate zu Beginn der*



*Einspritzung* ansteigt – in Übereinstimmung mit dem experimentellen Befund, dass die Erhöhung der Geschwindigkeit bei höheren Einspritzdrücken bzw. höherer Spritzlochzahl stärker ausfällt (s. auch Abb. 4.41).

**Mikro-Kegelwinkel  $\varphi_S$  und Geschwindigkeitsverlauf  $v(t)$ :** Ein interessanter Effekt, der beim Studium von Geschwindigkeitsverläufen abseits der Hauptachse des Sprays auffallen kann, ist in Abb. 4.35 dokumentiert. Die Messpunkte befinden sich jeweils im optisch wenig dichten Randbereich des Sprays. Bei  $h = 0.2$  mm nimmt  $v(t)$  am Sprayrand ( $r = -110$   $\mu\text{m}$ ) zuerst zu, dann – bei quasistationären Verhältnissen – kurzzeitig aber wieder ab. Danach steigt die Geschwindigkeit wieder, um schließlich am Ende der Einspritzung erwartungsgemäß schnell abzufallen. Der Minimalwert von  $v$  wird bei etwa  $t \approx 950$   $\mu\text{s}$  erreicht, kurz nachdem die Düsenadel ihre maximale Auslenkung erreicht hat. Die beiden Maximalwerte der Geschwindigkeit (bei  $t \approx 680$  bzw.  $t \approx 1220$   $\mu\text{s}$ ) erreichen dabei fast die zum jeweiligen Zeitpunkt auf der Sprayachse gemessenen Werte (vgl. Abb. 4.33 bzw. auch  $h = 1.0$  mm in Abb. 4.35).



**Abbildung 4.35:** Geschwindigkeitsverläufe ( $p_E = 80$  MPa) an verschiedenen Orten im Spray der 3-Loch-Düse. Die Messpunkte liegen dabei näherungsweise auf einer Linie, die der lokalen Hauptströmungsrichtung entspricht und sich mit zunehmendem  $h$  von der Spray-Achse entfernt. Dabei wurde jeweils angenommen, dass die Profilmittte der Spray-Achse entspricht; die Werte von  $r$  wurden entsprechend korrigiert.

Ansatzweise lässt sich dieses Verhalten auch noch in etwas größerer Entfernung vom Spritzloch ( $h = 0.5$  mm) beobachten. Einen Einbruch der Geschwindigkeit während der quasistationären Phase der Einspritzung zeigen jedoch weder der dargestellte Geschwindigkeitsverlauf bei  $h = 1.0$  mm,  $r = -250$   $\mu\text{m}$  noch irgend eine andere in diesem Abstand zum Spritzloch gemessene  $v(t)$ -Kurve.

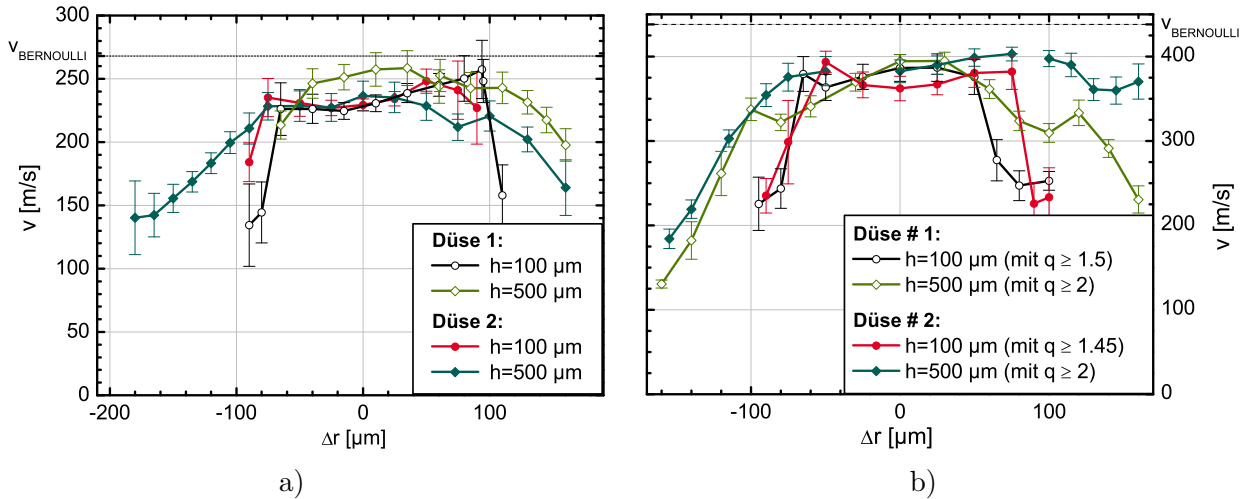
Analysen von Spraybildern [19, 89] zeigen, dass die Entwicklung des Mikro-Kegelwinkels  $\varphi_S$  einen ähnlichen Verlauf aufweist (eine ausführliche Diskussion hierzu befindet sich auch in Ab-



schnitt 5.4). Zu Beginn der Einspritzung ist aufgrund der starken Nadeldrosselung die Strömung in den Spritzlöchern hochgradig turbulent. Dies führt zu einem starken Primärzerfall des Sprays und zu entsprechend großen Werten von  $\varphi_S$ . Mit zunehmendem Nadelhub steigt die Axialgeschwindigkeit, während die Verhältnisse von Turbulenz und Sekundärgeschwindigkeiten zu Axialgeschwindigkeit deutlich zurückgehen. Dadurch wird auch  $\varphi_S$  kleiner. Ein Messpunkt wie  $h = 1.0$  mm,  $r = -110$   $\mu\text{m}$  in Abb. 4.35 wird daher zu Beginn der Einspritzung aufgrund des großen Mikro-Kegelwinkels von dichtem, schnellem Spray erfasst. Dementsprechend ähnelt der erste Geschwindigkeitsanstieg demjenigen, der auf der Spray-Achse gemessen wird. Danach geht  $\varphi_S$  langsam zurück, und der Messpunkt befindet sich am *Rand des Sprays bzw. außerhalb des dichten Sprays*. Daher werden wenige, langsame Strukturen beobachtet. Bei vollem Nadelhub ist die Turbulenz am geringsten und damit auch  $\varphi_S$ , so dass zu diesen Zeitpunkten auch die geringsten Geschwindigkeiten gemessen werden. Beim Schließen der Nadel wird die Sequenz in umgekehrter Reihenfolge durchlaufen.

Mit zunehmendem Abstand zum Spritzloch-Austritt wird der Effekt bei den hier betrachteten Düsen immer undeutlicher und verschwindet rasch. Die Analyse von Geschwindigkeitsprofilen zeigt, dass deren Form sich sehr schnell ändern kann, da die verschiedenen Schichten des Sprays sich schnell miteinander vermischen, wodurch Strukturen wie die in Abb. 4.35 beobachteten Geschwindigkeitsverläufe verschwinden.

### Geschwindigkeitsprofile von 1-Loch und 3-Loch-Düsen



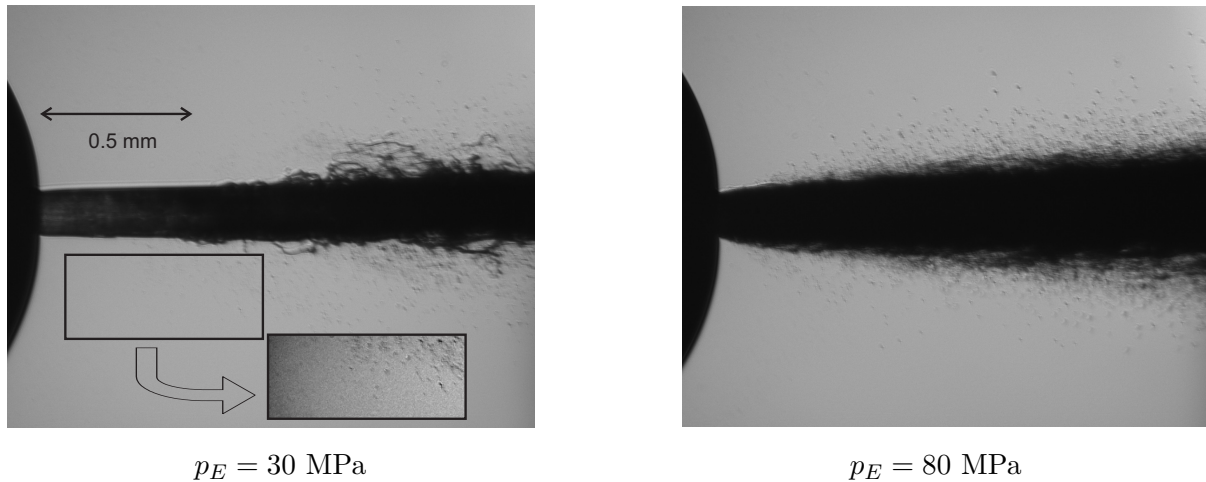
**Abbildung 4.36:** Geschwindigkeitsprofil der 1-Loch-Vorausdüse bei  $p_E = 30$  MPa,  $t = 1.45 \pm 0.05$  ms (a);  $p_E = 80$  MPa,  $t = 1.00 \pm 0.05$  ms (b).

Die Geschwindigkeitsverläufe wurden nicht nur auf der Sprayachse, sondern an weiteren Positionen im Spray gemessen. Dabei wurde der Abstand zur Sprayachse (in beiden Richtungen) jeweils so weit vergrößert, bis keine sinnvolle Messung mehr möglich war. Innerhalb eines kurzen, repräsentativen Zeitfensters im Bereich des maximalen Nadelhubs (vgl. Abb. 4.33a) wurden die gemessenen Geschwindigkeitswerte zusammengefasst und als Profil aufgetragen. Die Ergebnisse sind für  $p_E = 30, 80$  MPa in Abbildung 4.36 zusammengefasst.

Die Geschwindigkeitsprofile der kavitationsfreien Einloch-*ks*-Düse zeigen grundsätzlich eine große Ähnlichkeit mit denen der kavitierenden Düse, die in Abschnitt 4.5.1 diskutiert wur-

den. Unmittelbar nach Spritzlochaustritt ( $h = 0.1$  mm) wird ein näherungsweise blockförmiges Geschwindigkeitsprofil beobachtet, dessen Flanken schnell breiter werden, wodurch in größeren Abständen zum Spritzloch sich trapezförmige Profile ausbilden. Dabei wird auch der zentrale Bereich maximaler Geschwindigkeit mit steigendem Abstand zum Düsenaustritt deutlich breiter. Diese Maximalgeschwindigkeit liegt jeweils knapp unterhalb der Bernoulli-Geschwindigkeit. Eine detaillierte Analyse der Profile weist darüber hinaus auf folgende Phänomene hin:

- Die Breite der Profile bei  $h = 0.1$  mm entspricht etwa dem Spritzlochdurchmesser  $D_{SL} = 154$   $\mu\text{m}$ . Der zentrale Bereich maximaler Geschwindigkeit ist dabei bei  $p_E = 30$  MPa etwas ausgedehnter als bei  $p_E = 80$  MPa, während die Übergangszonen am Rand des Sprays beim höheren Einspritzdruck schmaler zu sein scheinen. Schattenaufnahmen der Sprays zeigen, dass beim niedrigeren Einspritzdruck eine glatte Flüssigkeitssäule das Spritzloch verlässt, während beim höheren Druck der Primärzerfall unmittelbar nach Düsenaustritt einsetzt (Abb. 4.37; s. auch [132]). Ein ungestörter Bereich mit intaktem Fluid kann nicht erkannt werden, es entsteht sofort ein Spray, das auseinander geht. Daher kann bei  $p_E = 80$  MPa ein Übergangsbereich zwischen Flüssigkeit und Atmosphäre erwartet werden; am Spritzlochaustritt muss daher der Bereich maximaler Geschwindigkeit etwas schmaler sein, da die Ausdehnung des Profils näherungsweise konstant  $\sim D_{SL}$  bleiben muss.
- Bei  $h = 0.1$  mm sind die Profile der zweiten Düse etwas breiter als die der ersten. Der Unterschied ist bei  $p_E = 80$  MPa deutlicher zu erkennen als bei 30 MPa. Nachträgliche Untersuchungen von Düse #1 haben gezeigt, dass deren Spritzloch eine leichte Beschädigung aufweist und effektiv etwas kleiner ist.
- Bei  $h = 0.1$  mm scheint das Spray an den Rändern etwas schneller zu sein als im Zentrum. Die Ursache dieser Beobachtung ist unklar: einerseits wurden solche Strukturen in Simulationen der Innenströmung beobachtet [145], andererseits fällt bei dem Profil von Düse #1 bei  $p_E = 30$  MPa auf, dass die Geschwindigkeit bei  $h = 0.5$  mm scheinbar höher ist als bei  $h = 0.1$  mm. Dies könnte auf eine Unsicherheit der Messung hindeuten. Tatsächlich ist die Oberfläche des „Sprays“ bei  $h = 0.1$  mm noch sehr glatt und weist kaum Strukturen auf, die Messung daher entsprechend schwierig. Es scheint daher möglich, dass die nutzbaren Signale bei diesen Messpunkten so schwach sind, dass sie von den Signalen benachbarter Bereiche „kontaminiert“ werden: ein kleiner Teil des Lichtes, das von Bereichen außerhalb der Detektionsvolumen stammt, erreicht immer die Photodioden. Unter ungünstigen Bedingungen könnten diese unerwünschten Signalanteile stark genug sein, um einen messbaren Einfluss auf das Ergebnis auszuüben. Da die stärksten Signale aus den optisch dünnen, relativ langsamen Randbereichen des Sprays stammen, würde eine solche Vermischung zu scheinbar niedrigeren Geschwindigkeiten führen. Es erscheint plausibel, dass der Effekt bei  $p_E = 30$  MPa,  $h = 0.1$  mm besonders stark ist und zu einer Unterschätzung der gemessenen Geschwindigkeiten führt.
- In  $h = 0.5$  mm Entfernung zum Düsenaustritt erscheinen die Verläufe  $v(\Delta r)$  bei  $p_E = 30$  MPa relativ symmetrisch. Ein Vergleich mit Spraybildern (Abb. 4.37a) zeigt, dass in den Randgebieten sich nur extrem wenige, aber relativ schnelle Tröpfchen aufhalten. Tatsächlich können diese Tröpfchen teilweise nur durch Erhöhung des Bildkontrastes eindeutig erkannt werden.
- Der Zerfall des Sprays von Düse #2 scheint bei  $p_E = 80$  MPa in den Randbereichen nicht symmetrisch zu erfolgen: die auf der ( $r > 0$ )-Seite abgespaltenen Tropfen sind deutlich



**Abbildung 4.37:** Schattenaufnahmen der Sprays der 1-Loch-Vorausdüse bei  $p_E = 30 \text{ MPa}$ ,  $p_E = 80 \text{ MPa}$ . Die Zeitpunkte der Aufnahmen entsprechen jeweils der vollen Nadelauslenkung.

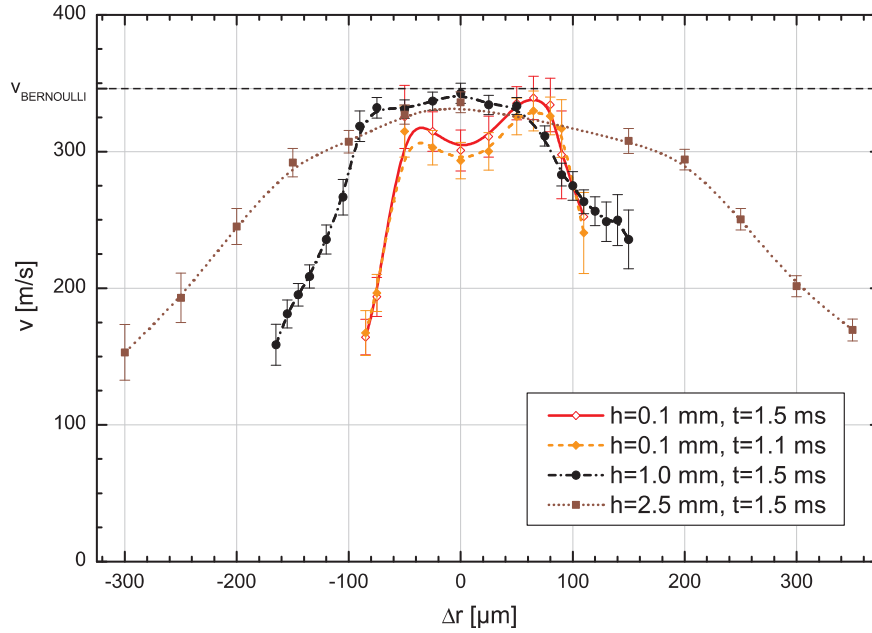
Der kontrastverstärkte Ausschnitt bei  $p_E = 30 \text{ MPa}$  zeigt deutlich, dass sich auch in scheinbar „leeren“ Gebieten noch Tröpfchen finden. Ligamentenbildung setzt bei  $h \approx 0.5 - 0.7 \text{ mm}$  ein und scheint nicht ganz symmetrisch zu verlaufen.

schneller als diejenigen auf der gegenüberliegenden Seite. Eine ähnliche Tendenz kann auch bei Düse #1 beobachtet werden

- Im Vergleich zum Verhalten anderer, im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Düsen sind die relativ niedrigen mittleren Geschwindigkeiten bei  $p_E = 80 \text{ MPa}$  ungewöhnlich ( $\bar{v}/v_{Ber} \sim 0.91$ ; bei anderen Drücken bzw. Düsen wurden deutlich höhere Werte gemessen, etwa  $\bar{v}/v_{Ber} \approx 0.99$  bei  $p_E = 50 \text{ MPa}$ , s. folgender Abschnitt). Die Geschwindigkeitsverläufe in Abb. 4.33b zeigen, dass  $v$  zwischen  $t = 0.7 - 1.3 \text{ ms}$  nahezu konstant ist, die Beobachtung also nicht auf eine ungeschickte Wahl des Zeitfensters zurückzuführen ist und auch nicht durch zu niedrigen Nadelhub erklärt werden kann.

Bei Düse #2 wurden zusätzliche, besonders detaillierte Messungen bei einem Einspritzdruck von  $50 \text{ MPa}$  durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.38 zusammengefasst.

Die Interpretation erfolgt analog zum vorherigen Absatz. Ähnlich wie bei  $p_E = 80 \text{ MPa}$  ist eine Asymmetrie im Geschwindigkeitsprofil  $h = 0.5 \text{ mm}$  nach Spritzlochaustritt zu erkennen, die jedoch schwächer ausgeprägt als bei  $p_E = 80 \text{ MPa}$  und in einem Abstand von  $h = 2.5 \text{ mm}$  bereits fast vollständig verschwunden ist. Im Sprayzentrum wird bei  $h = 2.5 \text{ mm}$  eine leicht geringere Geschwindigkeit gemessen als bei  $h = 0.5 \text{ mm}$ ; darüber hinaus hat das Geschwindigkeitsprofil sich weiterentwickelt und ist noch breiter geworden. Ein „Plateau“ ist in der Mitte nicht mehr zu erkennen. Die Profilform ähnelt dagegen der Gauß-Kurve, die nach der Freistrah-Theorie (Abschnitt 2.5) zu erwarten wäre. Die Minimalgeschwindigkeit, die im Übergangsgebiet zur umgebenden Atmosphäre gemessen wird, nimmt mit zunehmendem Abstand  $h$  zum Düsenaustritt ab, erreicht jedoch nicht den Wertebereich  $v \sim 0$  und endet bei noch relativ hohen Werten um  $\sim 150 \text{ m/s}$ . Dies liegt aber vermutlich auch an der während dieser Versuchsreihe festen Ausrichtung der Messvolumen, die der mit steigendem  $r$  zunehmenden Abweichung zwischen Hauptströmungsrichtung und Sprayachse nicht folgen.



**Abbildung 4.38:** Geschwindigkeitsprofile der 1-Loch-Düse (#2) bei  $p_E = 50$  MPa. Die Fehlerbalken stellen die Fluktuationen der Geschwindigkeit (Standardabweichung über 50 Einspritzungen) dar.

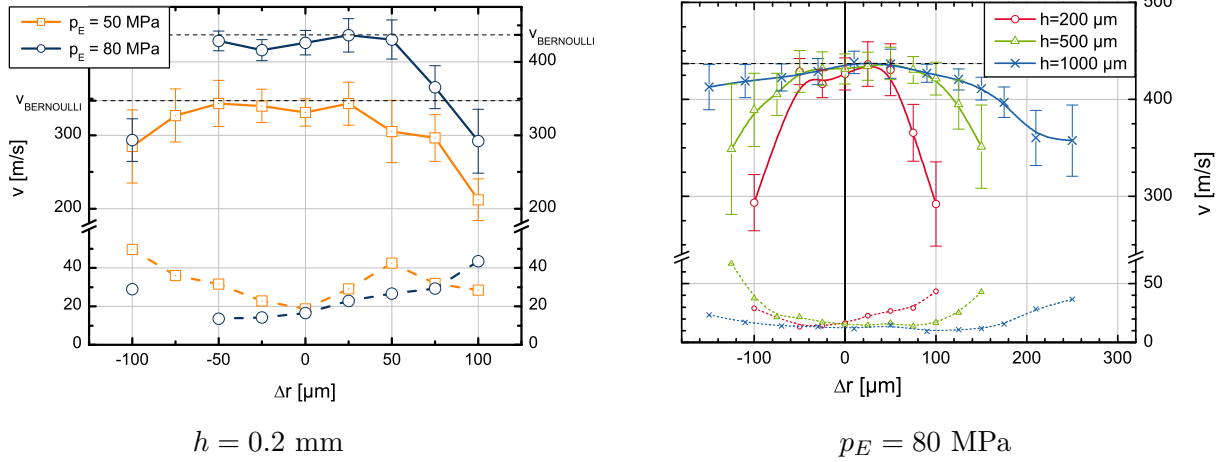
Aufgrund der etwas schwierigeren optischen Zugänglichkeit wurden die ersten Messungen bei der 3-Loch-Düse erst in  $h = 0.2$  mm Abstand vom Spritzlochaustritt durchgeführt. Ansonsten wurde versucht, möglichst vergleichbare Bedingungen zu realisieren. Die gemessenen Geschwindigkeitsprofile sind in Abb. 4.39 dargestellt.

Grundsätzlich zeigt sich eine ähnliche Entwicklung der Geschwindigkeitsprofile wie bei den Einlochdüsen. Mit steigendem  $h$  wird aus dem Blockprofil zuerst ein breiteres Trapez, anschließend deutet sich eine Glockenkurve an (Abb. 4.39 rechts,  $p_E = 80$  MPa). Ein Verlust an Geschwindigkeit in der Spraymitte ist zwischen  $h = 0.2 - 1.0$  mm nicht zu erkennen. Während  $v(r)$  bei  $h = 0.2, 0.5$  mm noch ein symmetrisches Profil aufweist, nimmt in 1 mm Abstand zum Spritzloch die Geschwindigkeit mit zunehmendem Abstand  $|r|$  zur Sprayachse auf der Injektorseite ( $r > 0$ , s. Abb. A.3) schneller ab als auf der Seite der Düsenkuppe ( $r < 0$ ).

Die Zuströmung in die Spritzlöcher kann bei Mehrlochdüsen nicht mehr symmetrisch sein. Da am Spritzlochaustritt das gemessene Profil der Axialgeschwindigkeit näherungsweise symmetrisch ist, ist die Entwicklung vermutlich auf die mittels LCV nicht messbaren (senkrecht zur Spritzloch-Achse liegenden) Sekundärkomponenten der Strömung zurückzuführen.

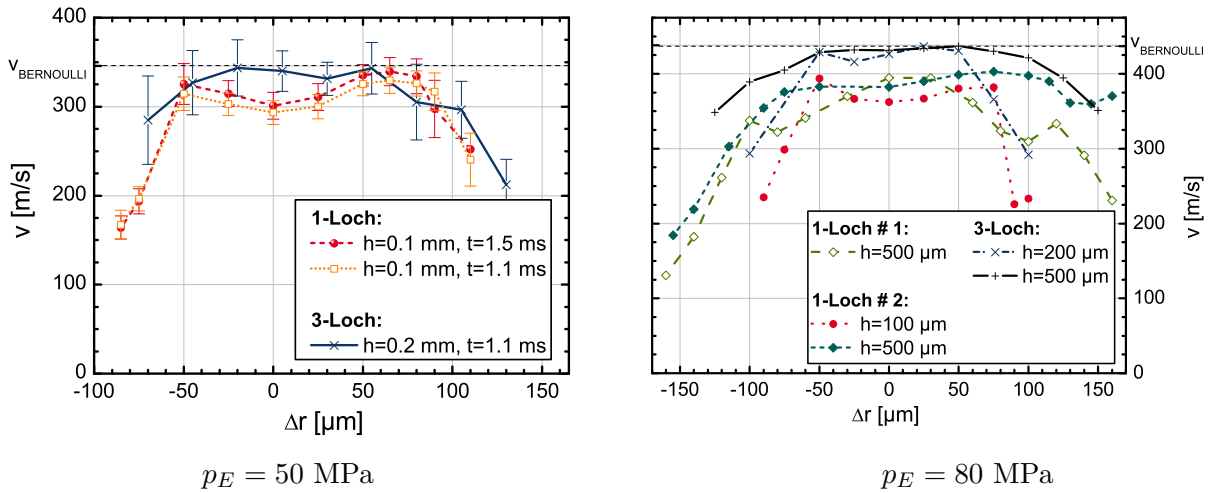
Ein Vergleich von  $v(\Delta r)$  bei verschiedenen Einspritzdrücken (Abb. 4.39 links) zeigt bei  $h = 0.2$  mm einen sehr ähnlichen Verlauf der Kurven. Erwartungsgemäß skalieren die Maximalgeschwindigkeiten mit  $\sqrt{\Delta p}$ ; wie bereits bei den 1-Loch-Düsen beobachtet, scheint der Übergangsbereich zwischen Flüssigkeit und Atmosphäre mit steigendem  $p_E$  etwas breiter zu werden, der schnelle Kernbereich daher geringfügig schmaler.

Der von den 1-Loch-Düsen bereits bekannte und im vorherigen Abschnitt ausführlich diskutierte Effekt, dass  $v(\Delta r)$  in der Nähe der Sprayachse einen leichten Einbruch aufweist, ist auch



**Abbildung 4.39:** Geschwindigkeitsprofile der 3-Loch-Düse.  $p_E = 50 \text{ MPa}$ :  $t = 1.1 \text{ ms}$ ;  $p_E = 80 \text{ MPa}$ :  $t = 0.95 \text{ ms}$ . Untere Kurven, Fehlerbalken: Standardabweichungen.

bei den 3-Loch-Düsen erkennbar, jedoch deutlich schwächer ausgeprägt. Falls es sich um den vorgeschlagenen Messfehler handelt wäre dieses Ergebnis nachvollziehbar: der Primärzerfall der 3-Loch-Düse ist intensiver, es gibt keine intakte Flüssigkeitssäule. Das Spray ist somit strukturierter, zumal die Messung auch noch in etwas höherem Abstand zum Spritzloch stattfindet.



**Abbildung 4.40:** Vergleich der Geschwindigkeitsprofile: 1-Loch-Voraus- und 3-Loch-Düse.

Eine direkte Gegenüberstellung der Geschwindigkeitsprofile von 1- und 3-Loch-Düsen wird in Abbildung 4.40 gezeigt.

Die Geschwindigkeitsgradienten am Rand des Sprays sind bei der 3-Loch-Düse etwas flacher als bei den 1-Loch-Varianten die Übergangsgebiete entsprechend breiter. Aufgrund der Umlenkung der Strömung beim Einlauf ins Spritzloch sollte der Turbulenzgrad bei den 3-Loch-Düsen höher sein, weshalb eine stärkere Ligamenten- und Tröpfchenbildung im Primärzerfallsbereich erwar-

tet werden kann. Die gemessenen Profile und die Tatsache, dass die Fluktuationen zwischen den Einspritzungen bei der 3-Loch-Düse deutlich höher sind als bei den 1-Loch-Düsen bestätigen diese Annahme (Vergleich der Standardabweichung in Abb. 4.40,  $p_E = 50$  MPa; bei 80 MPa ist der Befund ähnlich, wobei zugunsten der Übersichtlichkeit auf die Darstellung der Standardabweichung verzichtet wird). Bei 80 MPa fällt die geringere Geschwindigkeit in der Mitte der Sprays der Einloch-Düsen wieder auf (s. auch die Erläuterungen zu Abb. 4.34b).

Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass die Sprays sich unabhängig von der Spritzlochanzahl qualitativ ähnlich verhalten und die gleichen Effekte auftreten. Quantitativ sind jedoch deutliche Unterschiede erkennbar. Zusätzlich muss angemerkt werden, dass bei der verwendeten strömungsoptimierten Düse der Höhenwinkel des Sprays zeitlich konstant ist und der Ausrichtung des Spritzlochs entspricht [81]. Bei Spritzlöchern mit geringer oder keiner Verundung können hier jedoch aufgrund der asymmetrischen Innenströmung Abweichungen von einigen Grad auftreten. Der Effekt kann naturgemäß nur bei Mehrlochdüsen auftreten, und in solchen Fällen sollte die Ausrichtung der Messvolumen beim LCV entsprechend angepasst werden.

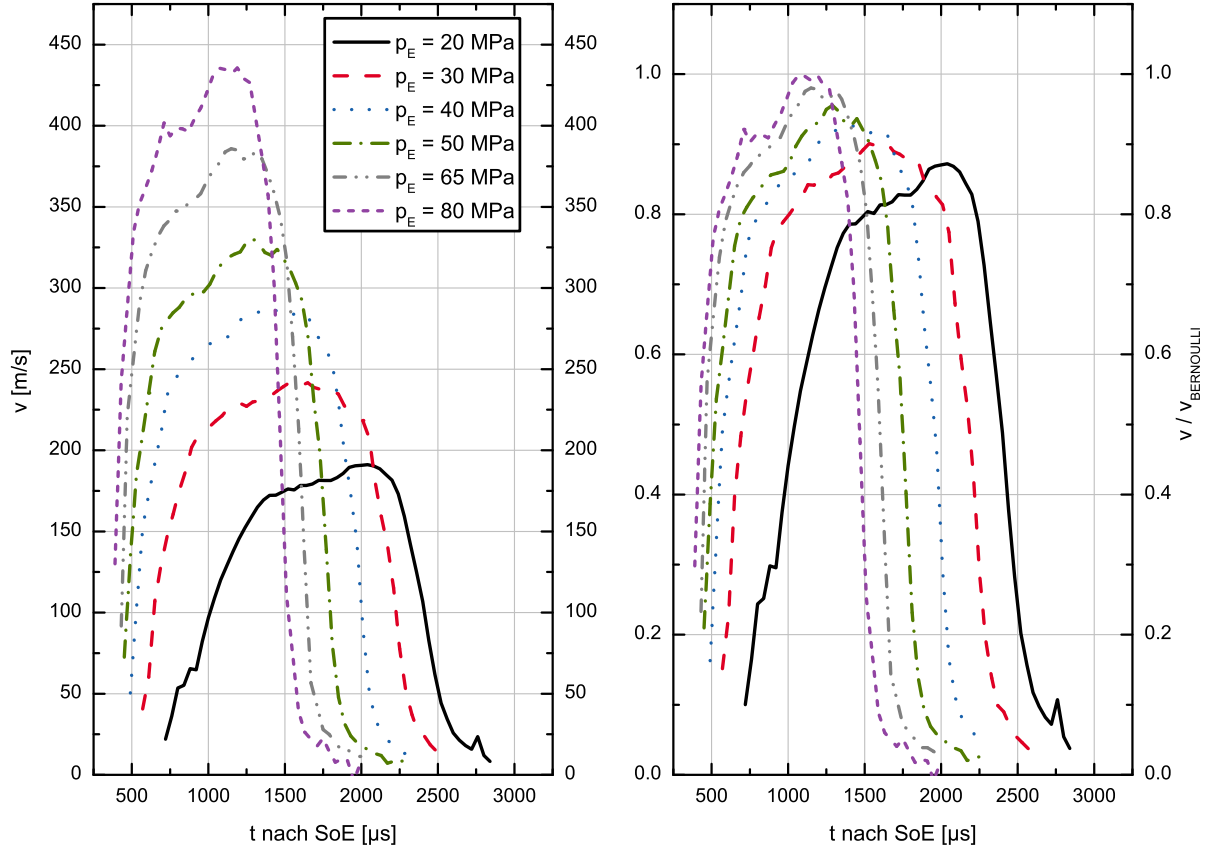
### Abhängigkeit $v(p_E, h)$

Abbildung 4.41 zeigt Geschwindigkeitsverläufe der Dreilochdüse bei verschiedenen Einspritzdrücken. Die Messvolumen befinden sich im Zentrum des dichten Sprays, ein Abstand von  $h = 4$  mm wurde gewählt, um möglichst genaue Messungen durchführen zu können, da mit zunehmenden Abstand zum Spritzloch die optische Dichte des Sprays ab- und die Signalqualität daher zunimmt. Bei Abständen  $h \leq 4$  mm, d.h. im Primärzerfallsbereich, konnte bei keinem der im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Betriebspunkte ein nennenswerter Rückgang der Geschwindigkeiten im Zentrum des Sprays festgestellt werden. Die Bestromungszeiten sind nicht identisch, sondern wurden so gewählt, dass die Nadel kurz nach Erreichen ihres maximalen Hubes anfängt, sich zurück in ihren Sitz zu bewegen. Bei höheren Drücken waren die Bestromungszeiten daher kürzer (s. Tabelle 4.2).

$p_E$ [MPa]	$p_G$ [MPa]	$\rho_F(p_E)$ [kg m <sup>-3</sup> ]	$\rho_F(p_G)$ [kg m <sup>-3</sup> ]	$v_{Ber}$ [m/s]	$v_{Ber}^{ad}$ [m/s]	relative Differenz	$v_{Schall}(p_E)$ [m/s]	$t_A + t_H$ [ms]
20	0.1	833.5	823.3	219.9	219.2	0.31%	1443	1.65
30	0.1	838.1	823.3	269.5	268.3	0.44%	1482	1.40
40	0.1	842.6	823.3	311.3	309.6	0.57%	1519	1.20
50	0.1	846.8	823.3	348.2	345.8	0.70%	1556	1.00
65	0.1	852.7	823.3	397.1	393.6	0.87%	1608	0.85
80	0.1	858.3	823.3	440.6	436.1	1.03%	1659	0.70

**Tabelle 4.2:** Dichte und Schallgeschwindigkeit von Prüfföl bei verschiedenen Drücken ( $T = 293$  K), dazugehörige Bernoulli-Geschwindigkeiten nach Gl. 2.4 bzw. 4.69, und Bestromungszeiten für die jeweiligen Einspritzdrücke (Quelle Stoffdaten: Bosch).

Um eine möglichst genaue Vergleichbarkeit der Geschwindigkeitsverläufe zu erreichen, kann beim Berechnen der Bernoulli-Geschwindigkeit die Kompressibilität des Prüfföls (bei hohen Drücken) berücksichtigt werden. Unter der Annahme einer adiabatischen Expansion des Kraftstoffs im Spritzloch, wo der statische Druck gering ist, führt eine analoge Rechnung zu der in Abschnitt 2.3.3 gezeigten zu einer besseren Näherung der maximalen Geschwindigkeit [69]:



**Abbildung 4.41:** Geschwindigkeitsverläufe im Zentrum des Sprays,  $h = 4$  mm, für verschiedene Einspritzdrücke. Links sind die Absolutwerte der Geschwindigkeit aufgetragen, rechts wurden die Geschwindigkeiten zwecks besserer Vergleichbarkeit der Verläufe mit  $v_{Ber}^{ad}$  normiert.

$$\frac{1}{2} \left( v_{Ber}^{ad} \right)^2 = \frac{p_E}{\rho_F(p_E)} - \frac{p_G}{\rho_F(p_G)} - \underbrace{\Delta U}_{<0} \quad (4.69)$$

Im ersten Term auf der rechten Seite wird die höhere Dichte des komprimierten Fluids berücksichtigt. Der dritte Term berücksichtigt die höhere innere Energie des komprimierten Fluids, die bei der Expansion teilweise wieder in kinetische Energie umgewandelt wird.

$$\Delta U \approx \frac{1}{2} (p_E + p_G) \left( \frac{1}{\rho_F(p_E)} - \frac{1}{\rho_F(p_G)} \right) \quad (4.70)$$

Hierdurch wird näherungsweise die Hälfte der verlorenen Energie wieder zurückgewonnen (s. Tabelle 4.2).

Ein Vergleich der Geschwindigkeitsverläufe zeigt, dass ein steigender Einspritzdruck zu den folgenden Effekten führt:

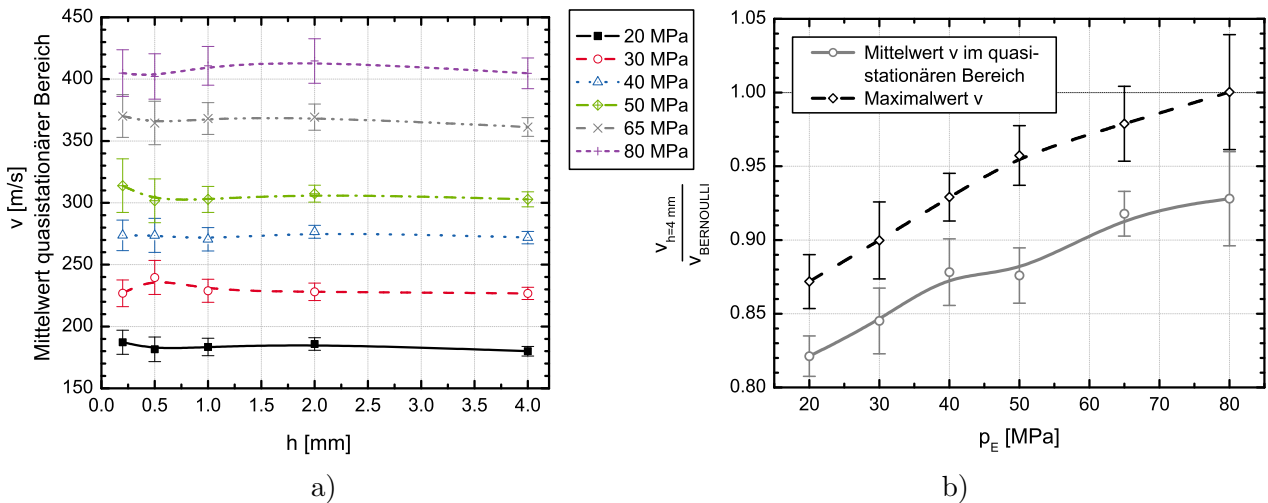
- Aufgrund des früheren Öffnens der Düse und der schnelleren Strahlspitze erreicht das Spray zu früheren Zeitpunkten die Messvolumen.
- Die Strahlspitzengeschwindigkeit, die mit dem ersten gemessenen Geschwindigkeitspunkt identifiziert werden kann, nimmt zu.
- Der „quasistationäre“ Bereich, in dem die Geschwindigkeit nahezu konstant ist, wird schneller erreicht. Die Spritzlöcher sind schon bei deutlich geringeren Hübten als dem maximalen Nadelhub die engste Drosselstelle der Strömung, quasistationäre Zustände werden also erreicht, bevor die Nadel bei maximalem Hub zur Ruhe kommt. Die für das Anheben der Düsennadel verantwortliche Kraft ist auf eine Differenz der Kraftstoffdrücke zwischen Nadelsitzbereich und Steuerraum des Ventilkolbens zurückzuführen. Sie ist daher proportional zum Raildruck  $p_E$ , die Nadelbewegung setzt daher bei größeren  $p_E$  früher ein und erreicht höhere Geschwindigkeiten (Abbildung 4.33a). Das schnellere Erreichen der Maximalgeschwindigkeit im Spray bei höheren Drücken kann daher mit den höheren Nadelgeschwindigkeit und dem damit verbundenen schnelleren Druckaufbau vor dem Spritzloch erklärt werden. Der Effekt ist bei 3-Loch-Düsen ausgeprägter als bei 1-Loch-Düsen (Abb. 4.33b), da die Nadeldrosselung dort erst bei höheren Hübten aussetzt.
- Alle Geschwindigkeitsverläufe zeigen eine Geschwindigkeitserhöhung, die vermutlich auf Druckwellen im Einspritzsystem zurückzuführen ist (Abb. 4.34). Etwa in der Mitte der quasistationären Phase steigen die Geschwindigkeiten nochmal an, ausgehend von einem fast stagnierenden Wert. Die Erhöhung ist bei höheren  $p_E$  stärker, und zwar nicht nur in absoluten Geschwindigkeiten, sondern auch im Verhältnis zu  $v_{Ber}^{ad}$ . Der Anstieg der Einspritzrate zu Beginn der Einspritzung, der die Druckwelle verursacht, fällt bei höheren  $p_E$  stärker aus als bei niedrigen Einspritzdrücken, weshalb die Amplitude der Druckwelle ebenfalls mit  $p_E$  ansteigt.  
Es ist schwierig, anhand der mittels LCV gemessenen Geschwindigkeitsverläufe die genauen Zeitpunkte von Spritzbeginn und Geschwindigkeitserhöhung festzulegen. Dennoch kann festgehalten werden, dass die Zeit zwischen dem größten Anstieg der Einspritzrate und dem Geschwindigkeitsanstieg immer im Bereich  $\sim 0.5$  ms liegt, tendenziell mit steigendem Einspritzdruck aber abnimmt. Da die Schallgeschwindigkeit im komprimierten Kraftstoff mit  $p_E$  ansteigt (Tabelle 4.2), kann davon ausgegangen werden, dass die Laufzeit der Druckwellen bei Systemdrücken zwischen 20 und 80 MPa um etwa 14 % (d.h. 70  $\mu$ s) abnimmt – in guter Übereinstimmung mit den gemessenen Geschwindigkeitsverläufen.

Die mittleren Geschwindigkeiten im quasistationären Bereich der Einspritzung (von  $t = 1.4 - 2.0$  ms bei  $p_E = 20$  MPa bis  $t = 615 - 1175$   $\mu$ s bei  $p_E = 80$  MPa) sind als Funktion des Abstands zum Spritzlochaustritt in Abbildung 4.42a aufgetragen. Eine systematische Abnahme der Geschwindigkeit im Strahlkern kann im Primärzerfallsbereich nicht beobachtet werden. Die leichten Schwankungen bei  $h \leq 1$  mm kommen durch Unsicherheiten der Messtechnik zustande. Mit steigenden  $h$  geht die optische Dichte des Sprays zurück und das Signal-Rausch-Verhältnis nimmt zu; damit verbunden ist ein Rückgang der *gemessenen* Fluktuationen der Spraygeschwindigkeit und eine „Stabilisierung“ der Mittelwerte. Tendenziell ist zu erkennen, dass hohe Werte der Standardabweichung mit höheren Geschwindigkeiten einhergehen. In Abschnitt 4.4 wurden einige Mechanismen (höhere Zählrate der schnelleren Teilchen, höhere Gewichtung um den Bereich  $\tau \sim 0$  bei der Berechnung der Kreuzkorrelation, geometrischer Fehler) aufgeführt, die einen systematischen Fehler zugunsten höherer Geschwindigkeiten hervorrufen und daher den beobachteten Zusammenhang erklären können.



Abbildung 4.42b zeigt erneut die mittlere Geschwindigkeit im quasistationären Bereich der Einspritzung, sowie die maximale gemessene Geschwindigkeit (Maximalwert während der Druckwelle) für die verschiedenen  $p_E$ . Da sich bei  $h = 4$  mm die beste Signalqualität einstellt und im Rahmen der Messgenauigkeit keine Abnahme der Geschwindigkeit zwischen  $h = 0.2 - 4.0$  mm nachgewiesen werden kann sind nur diese Ergebnisse aufgetragen. Klar zu erkennen ist, dass mit steigendem Einspritzdruck die Geschwindigkeiten näher an  $v_{Ber}^{ad}$  kommen, die Verluste also geringer werden. Da keine Information über die Dichte des Sprays ( $\rightarrow$  Tropfendurchmesser und -konzentration) vorliegt und nur an einem Punkt auf der Sprayachse gemessen wurde, kann der Geschwindigkeitsverlauf jedoch nicht *exakt*, sondern nur *näherungsweise* mit der Einspritzrate identifiziert werden.

Von stationären Messungen des Durchflussverhaltens von Diesel-Einspritzdüsen ist aber bekannt, dass der Durchflussbeiwert  $c_d$  mit steigendem  $p_E$  leicht zunimmt [69] (etwa in der gleichen Größenordnung wie  $\bar{v}/v_{Ber}^{ad}$  in Abb. 4.42b). Dies wird von JUNGEMANN auf eine massive Erwärmung der wandnahen viskosen Grenzschicht der (hochturbulenten) Strömung im Spritzloch zurückgeführt, mit der ein Absinken der lokalen Viskosität verbunden ist. Dadurch reduzieren sich die Verluste durch Wandreibung und der Durchflussbeiwert steigt.



**Abbildung 4.42:** Geschwindigkeit auf der Sprayachse (Mittelwert im quasistationären Bereich) als Funktion von Einspritzdruck  $p_E$  und Abstand  $h$  zum Spritzlochaustritt (a), Effektivität der Umwandlung von Druck in Geschwindigkeit (b) (Normierung mit  $v_{Ber}^{ad}$ , Messung bei  $h = 4$  mm.)

Zusätzlich dazu führt die Druckerzeugung in einem Common-Rail-System zu einer Erwärmung des Kraftstoffs, die mit einer geringeren Dichte und Viskosität verbunden ist. Über die Bernoulli-Gleichung 2.6 bzw. 4.69 führt eine geringere Dichte zu höheren Geschwindigkeiten. Nimmt man für  $p_E = 80$  MPa z.B. eine Prüfoltemperatur von 353 K als obere Grenze an, zeigt eine Wiederholung der Rechnungen von Tabelle 4.2, dass die Maximalgeschwindigkeit nur auf  $v_{Ber}^{ad} = 445.5$  m/s ( $v_{Ber} = 451.9$  m/s) angehoben wird – gegenüber der Rechnung mit  $T = 293$  K eine Steigerung von  $\approx 2\%$ . Die bei höheren Temperaturen geringere Kraftstoffdichte kann daher nur einen kleinen Anteil der beobachteten Zunahme von  $\bar{v}/v_{Ber}^{ad}$  erklären. Es scheint deshalb naheliegend, die geringere Viskosität als weitere Ursache zu betrachten. Durch die verminderte Wandreibung kann sich ggf. das Geschwindigkeitsprofil verändern und die über den Lochquerschnitt gemittelte Geschwindigkeit ( $\bar{v}$ ) zunehmen. Stationäre Durchflussmessungen bei steigenden Temperaturen

[138] zeigen, dass bei verrundeten Düsen der Volumenstrom stärker zunimmt als alleine aufgrund der geringeren Dichte zu erwarten wäre ( $\propto \rho_F^{-1/2}$ ). Teilweise steigt die mittlere Geschwindigkeit so stark an, dass sogar der Massenstrom ( $\propto \rho_F \tilde{v} = c_d \rho_F v_{Ber}$ ) trotz der sinkenden Dichte zunimmt.

Eine genaue Quantifizierung der drei aufgeführten Effekte ist leider nicht möglich. Es ist aber plausibel, die Beobachtungen durch eine Kombination dieser Mechanismen, die alle zu Durchflusssteigerungen im einstelligen Prozentbereich führen können, zu erklären.

#### 4.5.2 Spritzlöcher verschiedener Konizität

##### Verwendung konischer Spritzlöcher

Die Auswirkungen der Spritzlochgeometrie auf Sprayaufbruch (Primär- und/oder Sekundärzerfall), motorische Verbrennung und Schadstoffentstehung sind in zahlreichen Veröffentlichungen bereits ausführlich untersucht worden. Steigerungen des Durchflussbeiwertes (Wirkungsgrad)  $c_d$  der Düsen haben dabei bei konventionellen Brennverfahren fast ausnahmslos positive Effekte gezeigt. (Als Beispiel seien hier nur [16, 92] genannt; der Durchfluss der verschiedenen Düsen wird gleichgestellt, da ansonsten ein Vergleich motorischer Untersuchungen nicht sinnvoll wäre. Höhere Wirkungsgrade führen daher zu kleineren Spritzlochdurchmessern.) Besonders bei niedrigen und mittleren Lasten entstehen, wenn die Abgas-Rückführrate konstant bleibt, während der Verbrennung deutlich weniger Kohlenmonoxid und Ruß, aber etwas mehr Stickoxide ( $\text{NO}_x$ ). Ursache hierfür ist eine bessere Durchmischung zwischen Luft und Kraftstoff, mit weniger lokal fetten Zonen, woraus eine schnellere Verbrennung und höhere Verbrennungstemperaturen resultieren. Detaillierte Untersuchungen von Sprays (z.B. [16, 159]) zeigen wiederum, dass höhere Durchflussbeiwerte zu schneller eindringenden und schlankeren Strahlen führen.

Zur Steigerung des Düsenwirkungsgrads werden vor allem zwei Techniken verwendet: hydroerosive (HE-) Verrundung und konische Spritzlöcher.

Der HE-Prozess, bei dem eine mit abrasiven Partikeln dotierte, zähe Flüssigkeit durch die Spritzlöcher gedrückt wird, führt zu einer Verrundung der Einlaufkanten ( $R_{E,1}$ ,  $R_{E,2}$  in Abbildung A.3) und glättet die Wände des Spritzlochs [110]. Die damit verbundene Steigerung des hydraulischen Durchflusses ( $Q_{hyd}$ , gemessen bei einer Druckdifferenz von 10 zu 0.1 MPa) wird zur Definition des HE-Grades verwendet:

$$\text{HE} = \frac{Q_{hyd}^{\text{nach HE}}}{Q_{hyd}^{\text{vor HE}}} - 1 \quad (4.71)$$

Die Konizität eines Spritzlochs wird üblicherweise<sup>25</sup> durch Angabe des *k-Faktors* charakterisiert:

$$k = \frac{D_{ein} - D_{aus}}{10 \mu\text{m}} \quad (4.72)$$

Positive *k*-Faktoren (der Spritzlochquerschnitt verkleinert sich in Richtung des Düsenaustritts) und HE-Verrundung verringern die notwendige Umlenkung des Kraftstoffs, der aus Nadelsitzbereich oder Sackloch ins Spritzloch einläuft. Daraus resultiert eine geringere Kavitationsanfälligkeit solcher Düsen [155, 19, 20]. Durch Kombination von Verrundung und Konizität lassen sich

<sup>25</sup>Eine wenig glückliche Definition, da sie die Länge des Spritzlochs nicht berücksichtigt; allerdings wird  $L_{SL}$  nur selten variiert, bei allen im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Düsen ist  $L_{SL} = 1.05 \text{ mm}$ .

Düsen herstellen, die auch bei hohen Einspritzdrücken keine kavitationsbedingte Einschnürung [125] des Durchflusses aufweisen. Die Umwandlung von statischem Druck in Geschwindigkeit geschieht bei konischen Düsen nicht ausschließlich am Einlauf, sondern setzt sich über die gesamte Länge des Spritzlochs fort. Strömungssimulationen zeigen, dass daraus ein gleichmäßigeres (flacheres, strukturloseres) Geschwindigkeitsprofil am Spritzlochaustritt resultiert [159].

Bisher wurden ausschließlich Düsen mit geringen (positiven) Konizitäten untersucht. Die Auswahl der Geometrien war denen der Serienprodukte nachempfunden. Zum Zeitpunkt der Fertigstellung dieser Arbeit<sup>26</sup> werden für Pkw-Motoren größtenteils Spritzlöcher mit  $k \approx 1.5$  hergestellt. Mittels Kurzpuls-Laserbohren ist es jedoch möglich, Düsen höherer Konizität gezielt und kontrolliert herzustellen. Aufgrund der Verfügbarkeit dieser Technik ist es daher naheliegend, der Frage nachzugehen, ob die bisherigen Tendenzen sich zu höheren Konizitäten fortsetzen oder nicht. Im Rahmen einer breit angelegten Untersuchung zum Potential lasergebohrter Spritzlöcher [102] wurden mittels LCV Messungen der Spraygeschwindigkeit bei Düsen verschiedener Konizität durchgeführt.

### Experimentelle Ergebnisse

Eine Übersicht der verwendeten Düsen ist in Tabelle 4.3 wiedergegeben. Es handelt sich um Sitzlochdüsen mit drei symmetrisch über den Umfang angeordneten Spritzlöchern. Der Höhenwinkel der Spritzlöcher beträgt  $\psi = 80^\circ$ .

Düse #	$D_{ein}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$D_{aus}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$(D_{ein}/D_{aus})^2$	HE [%]	Öffnungswinkel [ $^\circ$ ]	$k$ (nominell)
W	167	148	1.27	10.8	1.1	1.5
X	175	145	1.46	15.0	1.7	3
V	229	143	2.56	11.0	4.9	8

**Tabelle 4.3:** Eigenschaften der untersuchten Düsen [102]. Der *nominelle*  $k$ -Faktor unterscheidet sich leicht von der Geometrie, die sich nach dem HE-Prozess tatsächlich einstellt. Da alle Düsen im gleichen Motor getestet wurden war der hydraulische Durchfluss gleichgestellt:  $Q_{hyd} = 390 \text{ cm}^3/30\text{s}$  (bei 6 Spritzlöchern, Druckdifferenz  $p_E = 10$ ,  $p_G = 0.1 \text{ MPa}$ ).

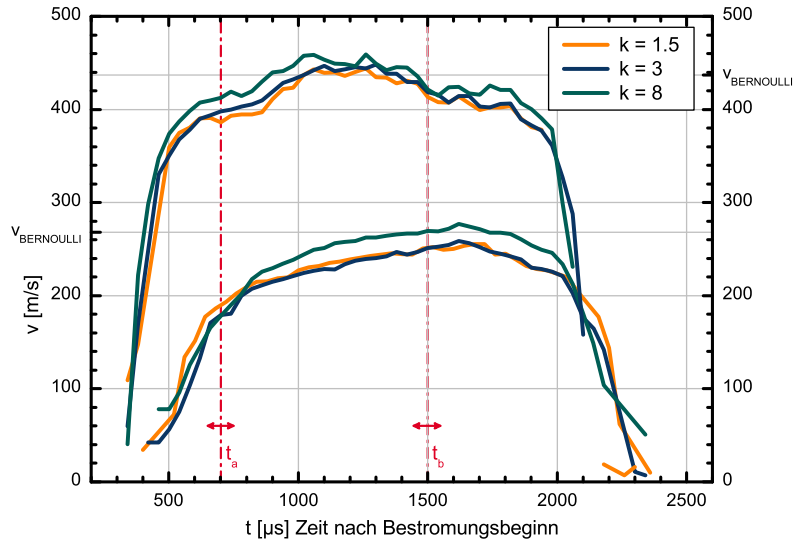
Zur Herstellung der 3-Loch-Düsen wurden drei Spritzlöcher der ursprünglichen 6-Loch-Düsen mittels Laserschweißen verschlossen. Die Dichtheit der zugeschweißten Löcher wurde anschließend ebenso wie das symmetrische, gleichmäßige Eindringen der verbleibenden Strahlen in einer optisch zugänglichen Gegendruckkammer<sup>27</sup> überprüft.

Abbildung 4.43 zeigt düsennahe Geschwindigkeitsverläufe im dichten Strahlkern für die drei verwendeten Düsen. Aufgrund der identischen Form aller Sprays wurden jeweils nur Messungen an einem der drei Spritzlöcher durchgeführt. Die Bestromungszeit war bei beiden Drücken gleich,  $t_A + t_H = 1.35 \text{ ms}$ . Bei den gezeigten Kurven handelt es sich um Mittelwerte von 30 einzelnen Einspritzungen.

Die  $k8$ -Düse erzeugt Sprays mit etwas höherer Geschwindigkeit als die beiden Düsen geringerer Konizität, wobei die Geschwindigkeitsverläufe von  $k1.5$  und  $k3$  bei  $p_E = 30 \text{ MPa}$  quasi deckungsgleich sind, während bei  $p_E = 80 \text{ MPa}$  die  $k3$ -Düse ein leichtes Plus aufweist. Die  $k3$ -Düse kann

<sup>26</sup>Januar 2008

<sup>27</sup>Eine Beschreibung dieses Versuchsträgers findet sich z.B. in [17].



**Abbildung 4.43:** Geschwindigkeitsverlauf im Zentrum des Sprays  $\Delta r \sim 0$ , Entfernung  $h = 200 \mu\text{m}$  zum SL-Austritt.  $p_E = 30 \text{ MPa}$  (untere Kurvenschar),  $p_E = 80 \text{ MPa}$  (obere Kurvenschar).  $KF = 4096 \text{ Punkte} \Leftrightarrow 40.96 \mu\text{s}$ .

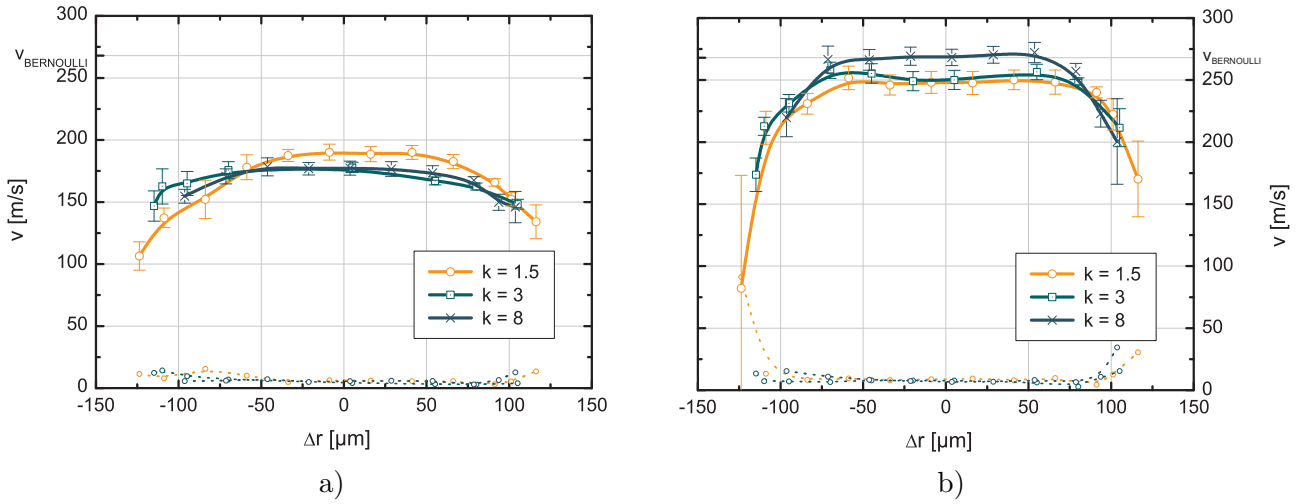
jedoch nicht uneingeschränkt mit den beiden anderen verglichen werden, da sie zu Erreichen des vorgegebenen Durchflusses stärker verrundet werden musste (Tabelle 4.3). Es ist daher davon auszugehen, dass die Strömungsführung *vor* der hydroerosiven Bearbeitung ungünstiger war und die Spritzlochform sich auch nach dem Verrunden noch leicht von der vorgegebenen Geometrie unterscheidet. Schon allein aufgrund des kleineren Austrittsdurchmessers der  $k8$ -Düse (im Vergleich zu  $k1.5$ ,  $k3$ ) muss die über den Spritzlochquerschnitt gemittelte Geschwindigkeit etwas höher sein als bei den Vergleichsdüsen, damit die Einspritzverläufe übereinstimmen können.

Beim höheren Einspritzdruck wird der quasistationäre Bereich mit annähernd konstanter Geschwindigkeit deutlich schneller erreicht. Dies kann nicht ausschließlich auf das schnellere und frühere Öffnen der Düsennadel zurückgeführt werden und liegt auch am schnelleren Druckaufbau vor dem Spritzloch. Der Unterschied ist zu Beginn der Einspritzung ausgeprägter als am Ende, wo der Rückgang der Spraygeschwindigkeit nur von der Nadelbewegung bestimmt wird.

Die Geschwindigkeitserhöhung, die im Bereich  $t \sim 0.85 - 1.50 \text{ ms}$  bei  $p_E = 80 \text{ MPa}$  auftritt, kann auf Druckwellen im System zurückgeführt werden. Düsentyp, Injektor und Kraftstoffleitungen entsprechen denjenigen, die auch bei den Experimenten verwendet wurden, die in Abschnitt 4.5.1 beschrieben werden. Da die Geschwindigkeitsüberhöhung auch noch zum gleichen Zeitpunkt beobachtet wird, kann die entsprechende Argumentation (Abb. 4.34) übernommen werden.

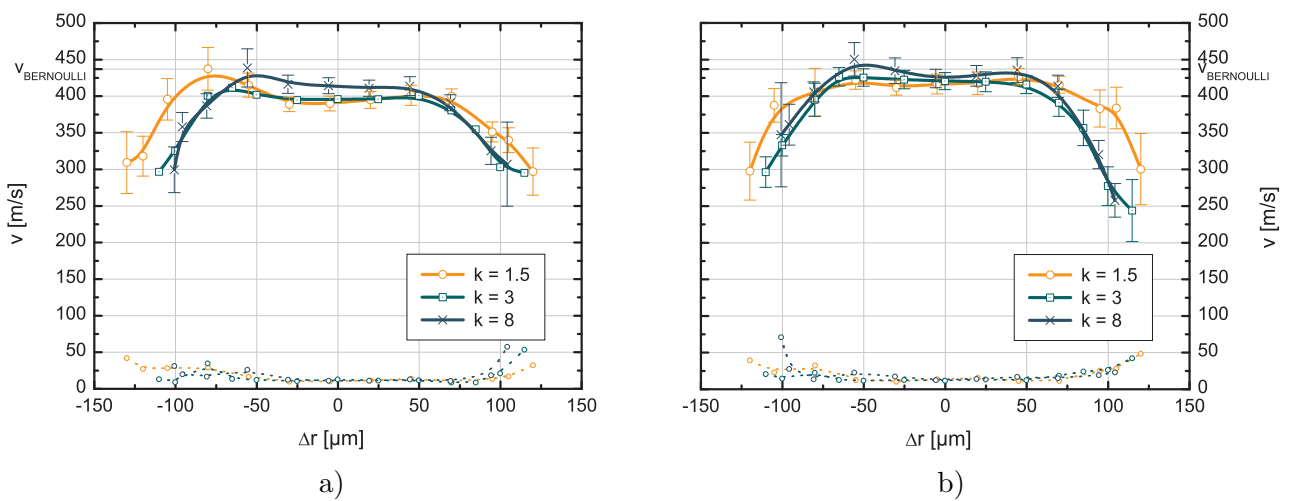
Geschwindigkeitsprofile bei  $p_E = 30$  und  $80 \text{ MPa}$  sind für zwei ausgewählte Zeitfenster (in Abb. 4.43 durch senkrechte Linien angedeutet: zu Beginn der Einspritzung:  $t_a = 700 \pm 50 \mu\text{s}$ , im quasistationären Bereich:  $t_b = 1500 \pm 50 \mu\text{s}$ ) in den Abbildungen 4.44 bzw. 4.45 dargestellt.

Sie bestätigen, dass die Geschwindigkeiten im gesamten düsennahen Spray mit steigender Konizität der Spritzlöcher leicht zunehmen, dieser Effekt also nicht auf die Sprayachse beschränkt ist. Die  $k1.5$ -Düse erzeugt bei vollem Nadelhub das langsamste und breiteste Spray, was nur teilwei-



**Abbildung 4.44:** Geschwindigkeitsprofile bei  $p_E = 30$  MPa,  $t_a = 0.7$  ms (a),  $t_b = 1.50$  ms (b). Die Standardabweichungen der gemessenen Geschwindigkeitswerte sind als Fehlerbalken und zwecks höherer Übersichtlichkeit, auch als separate Kurven (unten) eingezeichnet.

se durch den etwas größeren Spritzlochdurchmesser erklärt werden kann. Bei vollem Nadelhub sind alle Geschwindigkeitsprofile symmetrisch und blockförmig; an den Rändern der Sprays fällt die Geschwindigkeit sehr schnell ab, und der Übergangsbereich zwischen dichtem Spray und annähernd tröpfchenfreier Gasphase ist sehr schmal. Bei geringeren Nadelhüben sind die Geschwindigkeitsprofile nur noch bei dem niedrigen Einspritzdruck von  $p_E = 30$  MPa symmetrisch. Insgesamt sind die Profile flacher, die Unterschiede zwischen den hohen Geschwindigkeiten der Spraymitte und den langsameren Geschwindigkeiten am Rand sind geringer, was vor allem auf



**Abbildung 4.45:** Geschwindigkeitsprofile bei  $p_E = 80$  MPa,  $t_a = 0.7$  ms (a),  $t_b = 1.50$  ms (b). Die Standardabweichungen der gemessenen Geschwindigkeitswerte sind als Fehlerbalken und zwecks höherer Übersichtlichkeit, auch als separate Kurven (unten) eingezeichnet.



dass die Geschwindigkeitsprofile sich sofort nach Austritt aus dem Spritzloch verändern. Besonders unter atmosphärischen Bedingungen könnte die Relaxation der Geschwindigkeitsprofile (s. Abschnitt 2.3.2) hierzu einen wichtigen Beitrag liefern: Die äußeren, wandnahen Schichten der Innenströmung, die aufgrund der Haftbedingungen langsam sind, vermischen sich mit den schnellen inneren Strömungsbereichen, sobald der Kraftstoff das Spritzloch verlässt.

Möglicherweise bleiben aus diesem Grund die hohen Geschwindigkeiten in der Spraymitte bei der  $k8$ -Düse am längsten erhalten. Die Simulation legt nahe, dass die Innenströmungsprofile am Spritzlochaustritt sich nur dadurch unterscheiden, dass die Düsen höherer Konizität schmalere Übergangsbereiche zwischen schneller und langsamer Strömung aufweisen. Dadurch könnten die schnellen Innenbereiche des Sprays weniger stark mit den langsameren Randbereichen „durchmischt“ werden.

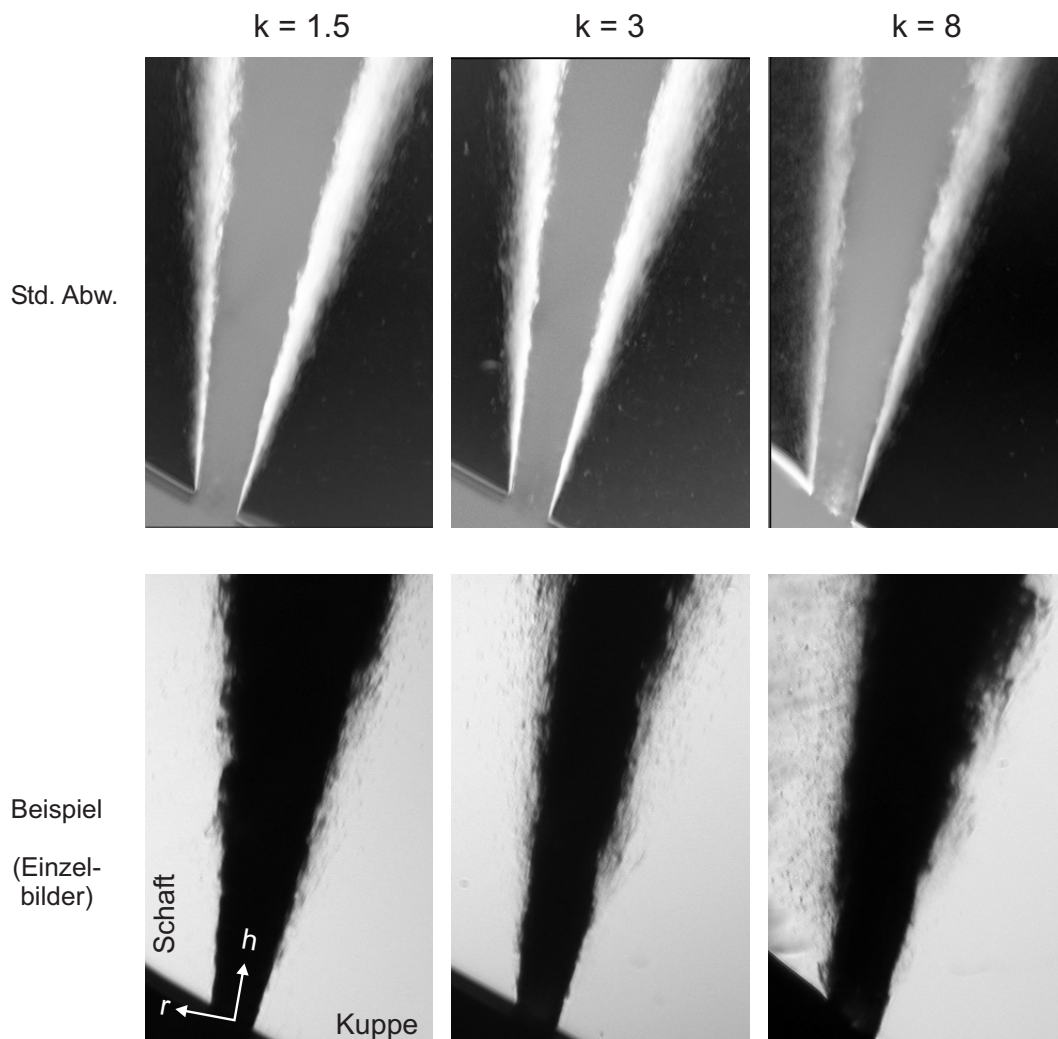
Ein weiterer interessanter Aspekt der Geschwindigkeitsprofile, der besonders bei  $k8$ ,  $p_E = 80$  MPa sowie  $k3$ ,  $p_E = 30$  MPa auffällt, ist der leichte Einbruch der Geschwindigkeit in der Spraymitte. Da die Qualitätskriterien und daher auch die Validierungsrate sich zwischen den betrachteten Messpunkten nicht signifikant unterscheiden, kann hier von einem realen Effekt ausgegangen werden. Manche Simulationsrechnungen der Düseninnenströmung weisen darauf hin, dass die Axialgeschwindigkeit am Spritzlochaustritt in der Mitte des Querschnitts etwas geringer sein kann als in den umgebenden Zonen [145]. Eine andere Erklärung beruht darauf, dass das Signal-Rausch-Verhältnis auf der Sprayachse deutlich geringer ist als in den Randbereichen des Sprays, so dass die entsprechenden Signale daher (zu einem geringen Anteil) auch Informationen aus den langsameren Randbereichen enthalten könnten.

**Vergleich: LCV und Strahlbild** Abbildung 4.47 zeigt jeweils ein ausgesuchtes Schattenbild der untersuchten Sprays sowie ein Standardabweichungsbild. Letztere scheinen auf der Kuppenseite des Sprays ( $r < 0$ ) etwas breitere Fluktuationsgebiete zu zeigen als auf der Schaftseite, was an die Ergebnisse der Simulation (Abb. 4.46) und der Messungen (allerdings zum früheren Zeitpunkt  $t_a = 0.7$  ms, Abb. 4.45a) erinnert. Die Kegelwinkel der Sprays wurden anhand der (nicht dargestellten) Mittelwerts- und Standardabweichungsbilder ausgewertet. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.4 zusammengefasst. Beim Höhenwinkel konnten keine nennenswerten Abweichungen zum Sollwert von  $\Psi = 80^\circ$  festgestellt werden.

$p_E$ [MPa]	$t$ [ms]	$\varphi_s$ [°]	$k = 1.5$	$k = 3$	$k = 8$
30	1.5	Mittelwert	13.6	10.3	10.9
		Std. Abw.	13.4	9.1	8.5
	0.7	Mittelwert	10.5	11.6	6.5
		Std. Abw.	8.2	-	5.4
80	1.5	Mittelwert	13.2	11.0	11.8
		Std. Abw.	12.6	-	12.3
	0.7	Mittelwert	14.4	12.6	11.4
		Std. Abw.	14.4	11.8	11.4

**Tabelle 4.4:** Kegelwinkel der Sprays aus konischen Spritzlöchern (mit – gekennzeichnete Positionen waren nicht zuverlässig auswertbar).

Die Verteilung der Mikrokegelwinkel ergibt kein sehr konsistentes Bild. Es scheint keine systematische Abweichung zwischen den Spraybreite am Anfang und in der quasistationären Phase



**Abbildung 4.47:** Schattenbilder ( $p_E = 80 \text{ MPa}$ ,  $t = 1.5 \text{ ms}$ ) der untersuchten Sprays. Bildausschnitt jeweils  $0.9 \times 1.5 \text{ mm}$ , Standardabweichung anhand von 39 Einzelbildern gerechnet.

der Einspritzung zu geben. Die Auswertung anhand der Standardabweichungen führt systematisch zu etwas kleineren Werten als die Auswertung der Mittelwertbilder. In fast allen Fällen erzeugt die Düse mit dem geringsten  $k$ -Faktor aber das Spray, das sich am schnellsten aufweitet, während die Unterschiede zwischen den beiden anderen Düsen marginal sind. Die Kegelwinkel weisen daher eine ähnliche Tendenz wie die Breite der Geschwindigkeitsprofile auf und deuten durch ihre große Streuung auf die Komplexität der zugrunde liegenden Strömungsmechanik hin.

**Vorteile durch höhere Konizitäten?** Die hier wiedergegebenen LCV-Messungen waren eine Ergänzung zu sehr ausführlichen Untersuchungen lasergebohrter Düsen verschiedener Konizität. Für die LCV-Messungen mussten speziell präparierte 3-Loch-Düsen unter atmosphärischen Bedingungen betrieben werden. Bei den Messungen an allen anderen Prüfständen wurden „normale“ 6-Loch-Düsen eingesetzt und für den Motorbetrieb representative Versuchsbedingungen gewählt. Die räumliche Auflösung ist nur beim LCV ausreichend, um detaillierte Aussagen über



den Primärzerfallsbereich zu treffen. Die Ergebnisse sind daher nicht ohne Einschränkungen miteinander vergleichbar. Dennoch lohnt es sich, an dieser Stelle kurz auf das Gesamtergebnis [102] einzugehen:

- An einer optisch zugänglichen, mit Stickstoff ( $T = 300\text{ K}$ ,  $\rho_G = 24\text{ kg m}^{-3}$ ) gefüllten Gegendruckkammer [17] wurden keine signifikanten Unterschiede im Eindringverlauf der Strahlspitze festgestellt.
- Mittels Strahlkraft (s. Abschnitt 3.5.1 bzw. [55, 159]) wurde der Impulstransfer zwischen Kraftstoffstrahl und umgebender Atmosphäre ( $\text{N}_2$ ,  $T = 300\text{ K}$ ,  $\rho_G = 24\text{ kg m}^{-3}$ ) untersucht. Alle Ergebnisse lagen sehr nahe beieinander, ein klarer Zusammenhang mit der Konizität konnte nicht gefunden werden.
- Bei moderaten Einspritzdrücken ( $p_E = 30, 80\text{ MPa}$ ) wurde in einer Hochdruck/Hochtemperatur-Kammer [105, 17] beobachtet, dass der Bereich des Rußleuchtens sich mit zunehmendem  $k$ -Faktor von der Düse leicht entfernt. Bei hohem Einspritzdruck ( $p_E = 135\text{ MPa}$ ) waren eventuelle Unterschiede nicht mehr auflösbar.
- In einem Einzylinder-Forschungsmotor [16] konnten bei Ruß- und  $\text{NO}_x$ -Emissionen sowie Verbrauch keine Unterschiede zwischen den Düsenmustern erkannt werden.

Für den Einsatz im Motor ergaben sich durch den Einsatz der hier untersuchten lasergebohrten Düsen gegenüber der (elektro-erosiv hergestellten) Seriendüse keine Vorteile. Unter atmosphärischen Bedingungen ist zwar noch ein Einfluss der Konizität auf die Spray-Eigenschaften feststellbar (LCV-Messungen, düsennah). Unter motornahen Bedingungen bzw. im Sekundärzerfallsbereich werden diese Unterschiede jedoch nicht mehr wiedergefunden. Es scheint, dass ab  $k \gtrsim 1.5$  (und HE-Verrundung) die geringen Unterschiede in der Innenströmung durch die Wechselwirkung mit der dichten Atmosphäre „verwaschen“ werden.

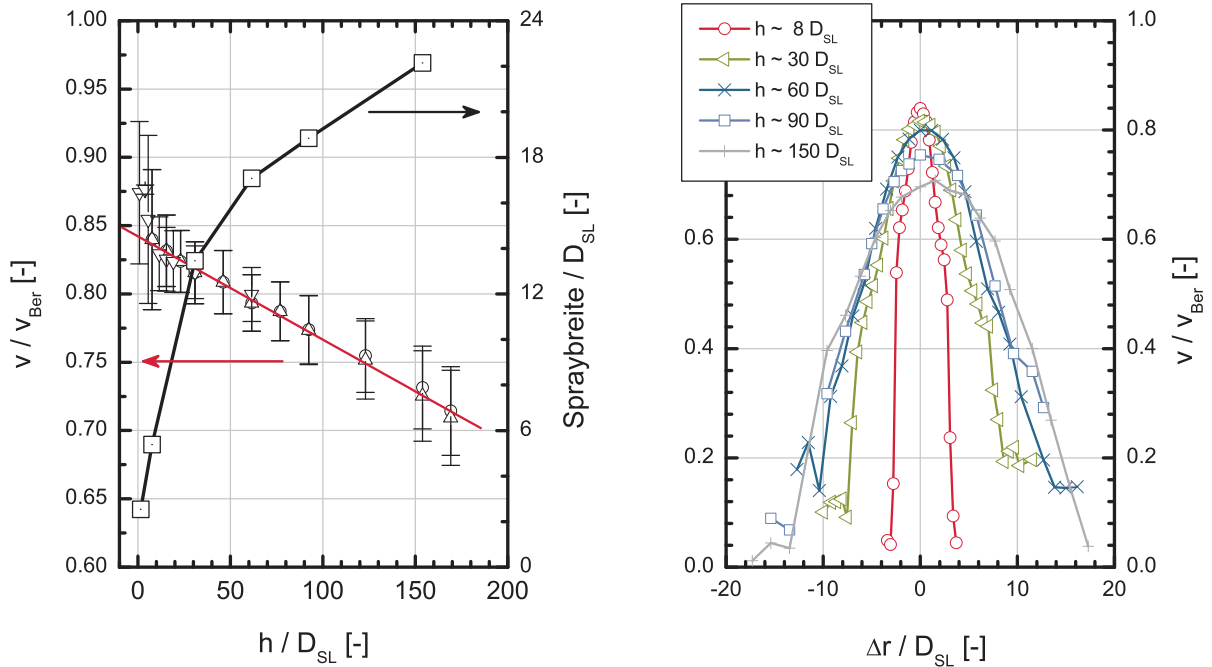
## 4.6 **Fazit & Ausblick: LCV unter atmosphärischen Bedingungen**

Mit dem Laser Correlation Velocimeter steht eine Messtechnik zur Verfügung, die es erlaubt, unter atmosphärischen Bedingungen Geschwindigkeiten innerhalb des Dieselsprays mit vergleichsweise geringem Aufwand detailliert und quantitativ zu untersuchen. Die Ergebnisse solcher Messungen können einen wesentlichen Beitrag zum Verständnis der physikalischen Vorgänge im Spray leisten. Zum Beispiel werden aufgrund der sehr guten zeitlichen und räumlichen Auflösung Details in den Geschwindigkeitsverläufen sichtbar, die auf spezielle hydraulische Eigenschaften des Einspritzsystems zurückgeführt werden können. Die vorgestellten experimentellen Ergebnisse zeigen auch, dass geringe Unterschiede in den Betriebsbedingungen oder den Düsengeometrien nicht nur in den globalen Eigenschaften der zugehörigen Sprays wiedergefunden werden, sondern auch einen Einfluss auf die Geschwindigkeitsverläufe und -profile haben. Die Präzision der LCV-Messungen und das fundierte physikalische Verständnis von Messprinzip und möglichen Fehlerquellen sorgen dafür, dass Vergleiche zwischen experimentellen und numerischen Ergebnissen naheliegend und sinnvoll sind.

Die Leistungsfähigkeit der Messtechnik kann u.a. am Vergleich der Entwicklungen von Sprays aus Einloch-Vorausdüsen und Mehrlochdüsen demonstriert werden. Die zeitlichen und räumlichen Verläufe der Geschwindigkeiten im Primärzerfallsbereich dieser Strahlen unterscheiden sich nicht

sehr stark voneinander. Dennoch können, insbesondere während der Öffnungsphase der Düsen-  
nadel, asymmetrische Strukturen in den Geschwindigkeitsprofilen der Mehrlochdüsen erkannt  
werden. Solche Messungen können daher herangezogen werden, um die Frage zu klären, ob eine  
Einloch-Vorausdüse bei einer gegebenen Fragestellung ein adäquates Modell der Seriendüse ist.

Als Ausblick sollte darüber hinaus erwähnt werden, dass mittels LCV auch der Sekundärzer-  
fallsbereich von Dieselsprays charakterisiert werden kann (Abbildung 4.48). Unter atmosphä-  
rischen Bedingungen fällt die sehr langsame, aber aufgrund der großen Variation von  $h$  eindeutig  
erkennbare Abnahme der Geschwindigkeit auf. Die Breite der Geschwindigkeitsprofile kann an-  
hand eines geeigneten Schwellwertes  $\alpha$  als Länge des Bereiches definiert werden, innerhalb dessen  
 $v \geq \alpha \cdot v_{MAX}$  ist. Die Geschwindigkeitsprofile ähneln mit zunehmendem Abstand immer mehr  
den Glockenkurven, die nach der Freistrahlttheorie (Abschnitt 2.5) zu erwarten wären. Ihre Brei-  
te nimmt jedoch – zumindest im untersuchten Bereich – nicht linear mit dem Abstand  $h$  zum  
Spritzlochaustritt zu.



**Abbildung 4.48:** Geschwindigkeit und Spraybreite ( $\alpha = 1/2$ ) mit zunehmendem Abstand  $h$  zum Spritzloch (links), Geschwindigkeitsprofile (rechts) für verschiedene Werte von  $h$ . Das verwendete Zeitfenster entspricht der maximalen Nadelauslenkung.  $p_G = 0.1$  MPa.

## Laser Correlation Velocimetry in dichter Atmosphäre

Der Aufbau dieses fünften Kapitels folgt im wesentlichen dem des Vorherigen. Im ersten Abschnitt werden die Randbedingungen festgelegt, die bei LCV-Messungen innerhalb eines Druckbehälters berücksichtigt werden müssen. Diese stellen besondere Ansprüche an die Druckkammer und erfordern eine Anpassung des optischen Systems. Die hierfür gefundenen Lösungen werden im zweiten Abschnitt detailliert beschrieben, dem sich eine kurze Diskussion einiger Besonderheiten dieses Aufbaus anschließt. Im vierten und letzten Abschnitt werden die Ergebnisse einer umfangreichen Messkampagne dargestellt.

### 5.1 Anpassung des LCV-Grundprinzips

Um das Laser-Correlation-Velocimeter als Punkt-Messtechnik betrachten zu können, müssen Messvolumen erzeugt werden, deren Ausdehnung deutlich kleiner ist als der Durchmesser der untersuchten Sprays. Die in Abschnitt 4.2 dargelegten Überlegungen zum optischen System zeigen, dass der Schlüssel zur Erzeugung kleiner Messvolumen ein *geringer Abstand zwischen Optik und Spray* ist.

Selbst bei Verwendung einer sehr kompakten Druckkammer muss das Objektiv, das die zentrale Spray-Ebene auf die Halterung der optischen Fasern abbildet, in deutlich größerem Abstand  $d$  zum Spray angebracht werden als bei den Messungen unter atmosphärischen Bedingungen mit  $d \sim 12.5$  mm. Eine Druckkammer, die Gasdrücken  $p_G \leq 2$  MPa (bzw.  $p_G \leq 5$  MPa) standhalten soll, die notwendigen optischen Zugänge bietet und die relevanten Sicherheitsvorschriften [153] einhält muss nach einer Abschätzung von SCHRADER und LEICK [128] einen Abstand von mindestens 140 mm zwischen den beiden äußeren Oberflächen ihrer Fenster aufweisen. Darüber hinaus führt eine Verkleinerung der Kammer, in der die Einspritzungen stattfinden, zu einer höheren Wahrscheinlichkeit, die Fenster mit Kraftstoff-Tröpfchen zu benetzen und damit die Abbildungsqualität zu verschlechtern. Es ist daher nicht notwendigerweise zielführend, die Kammer so klein wie technisch möglich zu gestalten.

Zur Anpassung des bestehenden Aufbaus, mit einem Mindestabstand von  $d \geq 140$  mm  $/2 = 70$  mm zwischen Spray und Objektiv und unter Beibehaltung der Größe der Messvolumen (d.h. nach Gleichung 4.2:  $D_{MV} = D_F/M \Leftrightarrow M = \text{const.} \gtrsim 50$ ), muss ein Objektiv mit Brennweite  $f \simeq d$  verwendet werden, woraus ein wenig praxistauglicher Abstand von  $\ell = (1 + M)f \gtrsim 3.5$  m folgt (s. Gl. 4.7). Als Alternative bietet sich der Einsatz

optischer Fasern mit geringeren Durchmessern bei gleichzeitiger Anpassung der Vergrößerung an ( $D_{MV} = D_F/M = \text{const.} \Leftrightarrow D_F \propto M$ ). Dabei würde allerdings der Umgang mit den Fasern deutlich erschwert. Aufgrund der geringen Vergrößerung wäre es zudem schwieriger, festzustellen, ob die Düsenkuppe „scharf“ abgebildet wird oder nicht (s. Abschnitt 4.2.2).

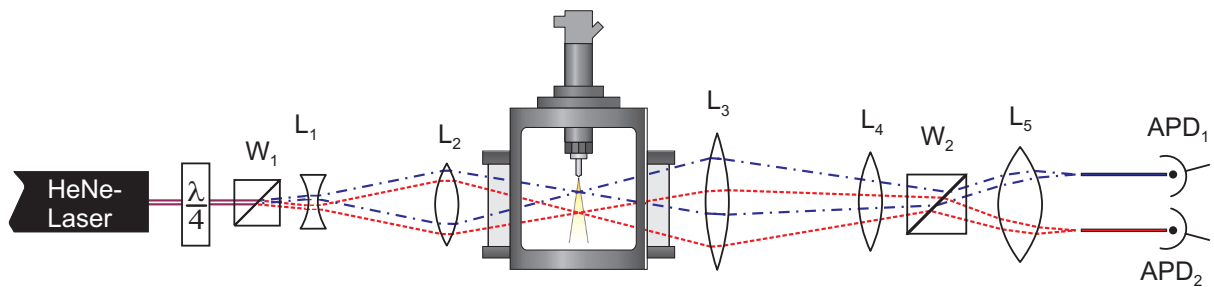
Ebensowenig wie das optische System kann das Traversierverfahren des atmosphärischen LCV-Aufbaus nicht ohne Anpassung übernommen werden, um Messungen innerhalb einer Druckkammer durchzuführen. Dort wird nämlich das komplette Einspritzsystem, bestehend aus Injektor und mit ihm verbundenen, nur teilweise flexiblen Hochdruckleitungen, relativ zur Optik verschoben. Die Genauigkeit der Traversierung muss sich dabei an der räumlichen Auflösung des LCVs orientieren und sollte nicht schlechter als  $1\text{--}2\text{ }\mu\text{m}$  sein. Findet die Einspritzung innerhalb einer Druckkammer statt, bildet diese mit dem Injektor eine starre Einheit. Gängige (s. z.B. [101]) Schrittmotoren wären daher nicht in der Lage, die schwere Druckkammer in vertikaler Richtung mit der erforderlichen Genauigkeit zu positionieren.

Eine Anpassung des optischen Systems an die neuen Randbedingungen, z.B. durch Falten des langen Strahlengangs mit mehreren großen und hochwertigen Spiegeln, ist möglich, erscheint aber wenig praktikabel und hätte einen deutlich höheren experimentellen Aufwand zur Folge. Aus diesem Grund wird eine anderes Verfahren zur Erzeugung der Messvolumen und zu ihrer Abbildung auf den Avalanche Photodioden verwendet.

## 5.2 Experimenteller Aufbau

### 5.2.1 Optisches System zur Erzeugung der Messvolumen

Zum Einsatz kommt ein echtes „Laser-2-Fokus“ (L2F) – System. Dabei wird ein Laserstrahl in zwei Teilstrahlen aufgespalten, die dann fokussiert werden. Diese Brennpunkte bilden zwei reelle Messvolumen. Eine vereinfachte Darstellung des dazu verwendeten optischen Aufbaus, der sich eng an [70] orientiert, ist in Abbildung 5.1 wiedergegeben.



**Abbildung 5.1:** Optisches System zur Erzeugung der Messvolumen innerhalb der Druckkammer und zum Sammeln des von den Detektionsvolumen stammenden Lichtes.

Das Licht des HeNe-Lasers wird durch das erste Wollaston-Prisma  $W_1$  [100] in zwei Teilstrahlen aufgespalten, die sich in leicht unterschiedlicher Richtung ausbreiten (der Trennungswinkel beträgt nur  $\alpha_1 = 0^\circ 10'$ ). Beide Teilstrahlen haben annähernd gleiche Intensität, da die Polarisationsrichtung des Laserlichtes vorher durch ein  $\lambda/4$ -Plättchen von linear zu zirkular geändert wird (Ein  $\lambda/2$ -Plättchen, dass das Licht um einen geeigneten Winkel –  $45^\circ$  zur Verbindungsachse zwischen den beiden Messvolumen – dreht, wäre ebenfalls geeignet). Das Wollaston-Prisma besteht aus doppelbrechenden Kristallen, in denen ordentlicher und außerordentlicher Strahl

unterschiedlich gebrochen werden. Gegenüber den gängigeren Glan-Taylor oder Nicolschen Prismen hat es den Vorteil, dass die beiden Teilstrahlen annähernd symmetrisch um die Richtung des einfallenden Strahls liegen und sehr kleine Trennwinkel realisiert werden können. Da zirkular polarisiertes Licht als Überlagerung von zwei zueinander senkrechten, linear polarisierten Strahlen aufgefasst werden kann, wird es durch ein Wollaston-Prisma in zwei Teilstrahlen gleicher Intensität aufgeteilt. Diese werden anschließend durch eine Streulinse  $L_1$  aufgeweitet und durch eine Sammellinse  $L_2$  in die Mitte der Druckkammer fokussiert, wodurch zwei kleine Messvolumen erzeugt werden. Um die Größe der Brennpunkte zu minimieren ist eine vorherige Aufweitung der Laserstrahlen notwendig: wenn das Licht vor dem Durchgang durch die Sammellinse (Brennweite:  $f_2$ ) parallel oder annähernd parallel ist und einen  $1/e^2$ -Radius<sup>1</sup>  $w_2$  aufweist<sup>2</sup>, ist der  $1/e^2$ -Radius im Brennpunkt durch

$$w_0 \approx \frac{\lambda f_2}{\pi w_2} \quad (5.1)$$

gegeben [77], wobei  $\lambda$  die Wellenlänge des Lichts ist. Die „Länge“ der MV kann mit der zweifachen Rayleigh-Länge

$$2Z_R = 2\pi w_0^2/\lambda \quad (5.2)$$

identifiziert werden (s. auch Gl. A.13). Der Abstand zwischen Linse und Brennpunkt ist gleich der Brennweite  $f_2$  der Linse. Zur Erzeugung kleiner Brennpunkte ist es daher wünschenswert,  $f_2$  und damit den Abstand zwischen  $L_2$  und Mitte der Kammer klein zu halten, sowie  $w_2$  durch vorheriges Aufweiten des Strahls zu vergrößern. Der minimale Abstand zwischen Spray und Fokussierlinse ist durch den Radius der Kammer vorgegeben, so dass auch mit diesem Aufbau die Verwendung einer kompakten Kammer von Vorteil ist.

Im Aufbau in Abbildung 5.1 sind die Laserstrahlen beim Durchgang durch  $L_2$  divergent, da aus Platzgründen auf eine weitere Linse (zwischen  $L_1$  und  $L_2$ ) verzichtet wird, die notwendig wäre, um das divergente Licht wieder zu parallelisieren. Gleichung 5.1 gibt dennoch die Zusammenhänge zwischen den Strahleigenschaften innerhalb und außerhalb der Kammer qualitativ richtig wieder.

Um das Licht, das von den Detektionsvolumen stammt, zu sammeln und auf zwei verschiedene Detektoren (APDs) abzubilden, muss die Trennung zwischen den beiden Teilstrahlen vergrößert werden. Zu diesem Zweck wird ein zweites Wollaston-Prisma  $W_2$  in den Strahlengang hinter der Druckkammer eingebaut, das einen höheren Trennungswinkel  $\alpha_2 = 2^\circ$  aufweist. Eine weitere Aufteilung der Strahlen findet dabei nicht statt, da beide Teilstrahlen nach Durchgang durch  $W_1$  senkrecht zueinander linear polarisiert sind.  $W_2$  sorgt lediglich dafür, dass der Öffnungswinkel zwischen den Teilstrahlen vergrößert wird. Das aus  $L_3$ ,  $L_4$  und  $L_5$  bestehende Linsensystem führt die Teilstrahlen in optische Fasern, die das Licht dann an die APDs weiterleiten.

<sup>1</sup>Der  $1/e^2$ -Radius ist der Abstand von der Strahlachse, bei dem die Amplituden der elektrischen und magnetischen Feldstärken auf  $1/e$  ihrer (auf der optischen Achse liegenden) Maximalwerte abgefallen sind. Die Intensität von Licht ist proportional zum Mittelwert der Quadrate der Feldstärken [49] und damit um den Faktor  $e^2$  schwächer als auf der Strahlachse (s. auch Anhang A.5.2).

<sup>2</sup>Oft wird auch vom *Durchmesser*  $D = \pi w$  eines Laserstrahls gesprochen, der Näherungsweise dem „sichtbaren Durchmesser“ des Lasers entspricht, z.B. wenn er auf ein weißes Justierkärtchen fällt

### Eigenschaften der Messvolumen

Die Transfermatrix zwischen dem Wollaston-Prisma  $W_1$  und den Brennpunkten der Laserstrahlen auf der Zentralachse der Druckkammer kann mittels geometrischer Optik berechnet werden. Dies dient vor allem dem Verständnis des optischen Aufbaus und weniger der exakten Berechnung der Eigenschaften der Messvolumen, die so genau bekannt sein müssen, dass die Paraxial-Näherung, die der Transfermatrix zugrunde liegt, nicht mehr ausreichend ist. Abstand und Größe der MV werden daher empirisch bestimmt (s. Abschnitt 5.2.3). Die Transfermatrix des Abbildungssystems zwischen den Brennpunkten und den optischen Fasern wird ebenfalls berechnet. Die Rechnungen berücksichtigen Fenster und Füllung der Druckkammer (der Brechungsindex des Füllgases steigt mit der Gasdichte, Gl. 5.7); zur übersichtlicheren Darstellung der wesentlichen Ergebnisse wird deren Einfluss jedoch soweit zulässig vernachlässigt.

Der wichtigste Parameter ist der Abstand zwischen den Messvolumen. Er wird durch

$$\Delta x = \alpha_1 \frac{f_1 f_2}{\underbrace{f_1 + f_2 - d_{1,2}}_{=f_{1,2}}} \quad (5.3)$$

gegeben, wobei  $d_{1,2}$  der Abstand zwischen der Aufweitungslinse  $L_1$  und der Fokussierlinse  $L_2$  ist und  $f_{1,2}$  die effektive Brennweite des Linsensystems  $L_1, L_2$ . Zu beachten ist, dass  $\Delta x$  unabhängig von der Position des Wollaston-Prismas  $W_1$  ist.

Die optische Länge zwischen  $L_2$  und den Brennpunkten ist

$$d'_{2,MV} = f_2 \frac{d_{1,2} - f_1}{d_{1,2} - f_1 - f_2} > f_2 \quad \text{wegen } f_1 < 0, \quad (5.4)$$

wobei die geometrische Länge um den Betrag  $(n_Q - 1)/n \cdot D_Q$  größer ist ( $D_Q$  ist die Dicke und  $n_Q$  der Brechungsindex der Quarzfenster) als die optische.

Nach Passieren des ersten Wollaston-Prismas sind die Strahlengänge der beiden Teilstrahlen nicht mehr parallel. Innerhalb der Kammer, d.h. zwischen  $L_2$  und  $L_3$ , beträgt der volle Winkel zwischen den beiden Teilstrahlen:

$$\Delta\phi = \alpha_1 \left[ -\ell_W \underbrace{\left( \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} - \frac{d_{1,2}}{f_1 f_2} \right)}_{=1/f_{1,2}} + \left( 1 - \frac{d_{1,2}}{f_2} \right) \right] \quad (5.5)$$

Hierbei ist  $\ell_W$  der Abstand zwischen  $W_1$  und  $L_1$ . Da  $f_{1,2} > 0$  (die Kombination von  $L_1$  und  $L_2$  wirkt wie eine Sammellinse) und  $(1 - d_{1,2}/f_2) < 0$  ist (nicht zwingend, aber ansonsten werden  $f_{1,2}$  und damit der Platzbedarf des Aufbaus sehr groß), gibt es kein  $\ell_W > 0$ , für das  $\Delta\phi$  verschwindet. Um den Winkel zwischen den Teilstrahlen jedoch gering zu halten, ist es daher empfehlenswert,  $\ell_W$  so klein wie möglich zu wählen, d.h. das Wollaston-Prisma so nah wie möglich an die Aufweitungslinse heran zu führen. Die Eigenschaften der Messvolumen ändern sich dadurch nicht.

Die Transfermatrix des optischen Systems kann auch verwendet werden, um die Strahltaillen in den Brennpunkten zu berechnen. Der komplexe Strahlparameter  $q$  (Erläuterungen hierzu befinden sich in Anhang A.5) am Austritt des HeNe-Lasers wird anhand der vom Hersteller angegebenen und durch Messungen bestätigten Werte von Divergenz und  $1/e^2$ -Radius abgeschätzt. Eine

Strahltaile befindet sich (erwartungsgemäß bei symmetrischem Aufbau des Laser-Resonators) in der Mitte des Lasers. Die zur Erzeugung der beiden Messvolumen verwendeten optischen Bauteile und ihre daraus berechneten Eigenschaften sind in Tabelle 5.1 wiedergegeben.

Optischer Aufbau			Strahleigenschaften		
$\alpha_1$	$0^\circ 10'$		$\Delta x$	46.54	mm
$f_1$	-20	mm	$w_0$	5.44	$\mu\text{m}$
$f_2$	60	mm	$Z_R$	146.96	$\mu\text{m}$
$d_{1,2}$	115	mm	$\Delta\phi$	-7.21	$\mu\text{m}/\text{mm}$
$\ell_W$	25	mm			
Laser [98]			Einstellung Optik		
$1/e^2$ -Radius	0.62	mm	$d_{2,MV}$	111.16	mm
Divergenz ( $1/e^2$ )	0.00068	rad			

**Tabelle 5.1:** Übersicht der verwendeten optischen Elemente und der daraus berechneten Strahlparameter. Diese Werte und die zugrunde liegenden Formeln sind jedoch nur als Orientierung zu verstehen und gelten nur näherungsweise. Zudem können manche Parameter (etwa die Abstände zwischen optischen Bauteilen) nur schwer mit der erforderlichen Genauigkeit ermittelt werden. Die tatsächlichen Eigenschaften der Messvolumen müssen daher empirisch bestimmt werden. Zur Dimensionierung des Aufbaus (Auswahl der Linsen...) sind solche Rechnungen dennoch sehr hilfreich.

### Traversieren der Messvolumen

Hochgenaue vertikale Verschiebungen der schweren Druckkammer lassen sich nur mit großem Aufwand realisieren. Für die bisher verwendeten Schrittmotoren ist das Gewicht der Kammer zu groß. Aus diesem Grund wird die Kammer auf einem in der horizontalen Ebene beweglichen, für Lasten bis 450 N ausgelegten  $yz$ -Tisch<sup>3</sup> befestigt, der von zwei Schrittmotoren angetrieben wird (Abbildung 5.3). Die Positionierung der Messvolumen entlang der senkrechten  $x$ -Achse erfolgt durch entsprechendes Bewegen der Aufweitungslinse  $L_1$ , die zu diesem Zweck von einem verstellbaren Linsenhalter aufgenommen wird. Ein Antrieb mittels Schrittmotor ist möglich, wurde aber bisher nicht realisiert, da bei den verwendeten Einloch-voraus-Düsen die Höhe der Messvolumen nicht häufig und ausschließlich unabhängig von den anderen beiden Achsen eingestellt werden muss.

Mit Hilfe der Transfermatrizen kann das Übertragungsverhältnis  $A_{1,MV}$  zwischen der Bewegung von  $L_1$  und der dazugehörigen Verschiebung der Messvolumen berechnet werden:

$$A_{1,MV} = \frac{f_2 - d'_{2,MV}}{f_2} \quad (5.6)$$

Das Übertragungsverhältnis kann empirisch sehr leicht zusammen mit den anderen Strahlparametern ermittelt werden (eine genaue Beschreibung der verwendeten Methoden folgt in Abschnitt 5.2.3). Nützlich ist hierzu die Tatsache, dass  $A_{1,MV}$  in  $x$ - und  $y$ -Richtung gleich sein muss, da  $L_1$  und  $L_2$  sphärische Linsen sind. Mit den Werten aus Tabelle 5.1 wird  $A_{1,MV} \simeq -0.8$  abgeschätzt ( $|A| \ll 1$  muss vermieden werden, da die Einstellgenauigkeit mit kleiner werdendem  $|A|$  sinkt).

<sup>3</sup>Newport M401

### Einfluss der Gasdichte auf die Strahleigenschaften

Zwischen dem Brechungsindex und der Dichte eines Gases besteht ein simpler linearer Zusammenhang:

$$n - 1 = k\rho \quad (5.7)$$

Der Gladstone-Dale-Koeffizient  $k$  von Luft beträgt  $k = 0.230 \text{ cm}^3\text{g}^{-1}$  [135], für Stickstoff ist  $k = 0.235 \text{ cm}^3\text{g}^{-1}$ . Für andere Gase oder Gasmischungen kann  $k$  anhand tabellierter Werte von  $n$  und dem idealen Gasgesetz leicht berechnet werden.

Die Position der Brennpunkte der Laserstrahlen wird normalerweise unter atmosphärischen Bedingungen ermittelt. Aufgrund der Änderungen des Brechungsindex verschiebt sich die Lage der Brennpunkte um  $188 \text{ }\mu\text{m}/\text{MPa}$  weg von der Einkopplungsoptik, wenn die Kammer mit reinem Stickstoff ( $T=298 \text{ K}$ ) befüllt wird. Bei einem Gasdruck von  $p_G = 2 \text{ MPa}$   $\text{N}_2$  beträgt diese Verschiebung bereits  $0.38 \text{ mm}$ , ist damit deutlich größer als die Rayleigh-Länge der Brennpunkte und kann daher nicht vernachlässigt werden. Aus diesem Grund ist im LCV-Steuerungsprogramm eine Funktion implementiert, die in Abhängigkeit des Gasdrucks die Kammer entlang der  $z$ -Achse so bewegt, dass die Position der Brennpunkte relativ zur Kammer konstant bleibt.

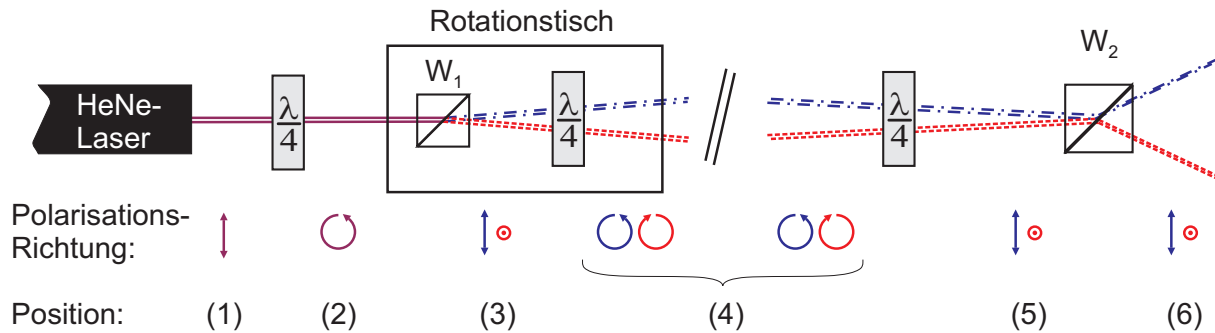
Der variable Brechungsindex des Gases innerhalb der Druckkammer kann in den Berechnungen zu den Strahleigenschaften (s. Tabelle 5.1) berücksichtigt werden. Dabei zeigt sich, dass der Abstand der Messvolumen *im Fokus* unabhängig von der Gasdichte ist. Neben der Anpassung der  $z$ -Position der Druckkammer sind daher bei einer Variation der Gasdichte keine weiteren Korrekturen erforderlich.

### Rotation der Messvolumen

Zur Anpassung der Verbindungslinie zwischen den MV an die Haupt-Sprayrichtung wird das Wollaston-Prisma  $W_1$  auf einem Rotationstisch befestigt. Doch damit würden nicht nur die Achse zwischen den MV, sondern auch die Polarisationsrichtungen der Teilstrahlen gedreht, so dass es beim Passieren von  $W_2$  zu einer zweiten Aufspaltung der Teilstrahlen kommen würde. Mit einem veränderten Aufbau, dessen entscheidende Komponenten in Abbildung 5.2 skizziert sind, wird dieses Problem umgangen.

Unabhängig von der Position des Rotationstischs wird das auf  $W_1$  einfallende, zirkular polarisierte Licht in zwei gleich helle Teilstrahlen aufgespalten. Diese sind senkrecht zueinander linear polarisiert. Durch ein zweites  $\lambda/4$ -Plättchen, welches mit  $W_1$  fest verbunden ist und sich ebenfalls auf dem Rotationstisch befindet, werden die beiden linear polarisierten Teilstrahlen in rechts- und links-zirkular polarisiertes Licht umgewandelt. Damit sind die Polarisationsrichtung wieder unabhängig von der Stellung des Rotationstischs. Um eine erneute Aufspaltung durch  $W_2$  zu verhindern, passieren die Laserstrahlen zuerst ein drittes  $\lambda/4$ -Plättchen, wonach sie wieder senkrecht zueinander linear polarisiert sind. Dieses  $\lambda/4$ -Plättchen muss so gedreht werden, dass die Polarisationsrichtungen parallel und senkrecht zur Aufspaltungsachse des Prismas sind. Die Einstellung des Drehwinkels erfolgt wie in Abschnitt 4.4.2 beschrieben unter Zuhilfenahme eines anhand von Spray-Bildern ermittelten Mikro-Kegelwinkels. Die Steuerung des Rotationstischs ist im LCV-Kontrollprogramm integriert; sie kann bei Bedarf durch Eingabe eines Mikro-Kegelwinkels von  $0^\circ$  deaktiviert werden.





**Abbildung 5.2:** Optional zuschaltbares System zur Drehung der Verbindungsachse zwischen den Messvolumen, die der (mittleren) Flugrichtung der Strukturen im Spray entsprechen sollte. Das erste Wollaston-Prisma  $W_1$  und das zweite  $\lambda/4$ -Plättchen sind fest miteinander verbunden und auf einem Rotationstisch befestigt. Die Polarisationsrichtungen an den verschiedenen Stellen im Strahlengang sind schematisch angegeben. Das Linsensystem zur Aufweitung und Fokussierung der Laserstrahlen sowie die Druckkammer sind aus Platzgründen nicht eingezeichnet und nur durch ein // bei Position (4) angedeutet.

### 5.2.2 Druckkammer

Um die Anwendbarkeit der L2F-Messtechnik innerhalb einer Druckkammer sicherzustellen, muss dieser Behälter vor allem folgenden Anforderungen genügen [128]:

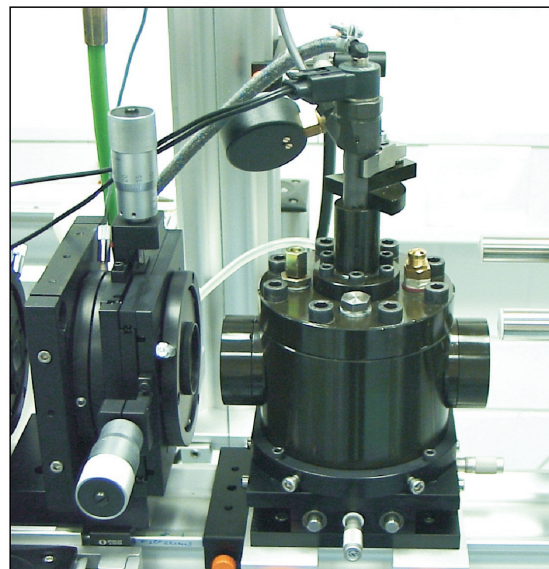
1. Kompakte Kammer, damit kleine Messvolumen erzeugt werden können und die Traversierung praktikabel bleibt (Abschnitte 5.1 und 5.2.1)
2. Geeignete optische Zugänglichkeit (keine Einschränkung der Laserstrahlen, die beim Durchgang durch die Fenster stark aufgeweitet sind, s. Abschnitt 5.2.1)
3. Geringe Nebelbildung innerhalb des Kammervolumens
4. Geringe Tröpfchenbildung auf den Fenstern der Kammer
5. Mechanisch gut zugängliche Fensterhalterungen, die zwecks Reinigung der Fenster ohne großen Aufwand von der Druckkammer gelöst werden können

Betriebsdrücke bis  $p_G \leq 5$  MPa sollten möglich sein, um nicht nur die Gasdichte (bei Raumtemperatur und  $p_G = 2$  MPa  $N_2$  wird eine ähnliche *Gasdichte* erreicht wie im Motor zum Zeitpunkt der Einspritzung), sondern auch den Gasdruck so einstellen zu können, dass motorrelevante Bedingungen „simuliert“ werden, da das Kavitationsverhalten und damit die Innenströmung entscheidend vom Gegendruck beeinflusst werden können<sup>4</sup>. Darüber hinaus müssen die relevanten Sicherheitsrichtlinien [153] eingehalten werden. Einzeln betrachtet lassen sich die Anforderungen 1.-5. leicht erfüllen, bei einer ausreichend großen Kammer sind z.B. 2.-4. unproblematisch. Die Kombination der Anforderungen erfordert jedoch Kompromisslösungen.

<sup>4</sup>Gasdruck und Dichte können bei Raumtemperatur nur dann *gleichzeitig* motorrelevante Werte annehmen, wenn ein Gas mit geeignetem Molgewicht verwendet wird, zum Beispiel ein Gemisch aus etwa 50% Helium und 50% Neon.

Der eingesetzte Druckbehälter, dessen Auslegung und Konstruktion in [128] sehr detailliert beschrieben wird, besteht aus einem zylindrischen Grundkörper mit einem Innendurchmesser von 90 mm. Der Abstand zwischen den Halterungen der Fenster (entspricht dem minimalen Platzbedarf der Kammer und dem zweifachen des geringstmöglichen Abstands zwischen Kammerzentrum und einem außerhalb der Kammer liegenden optischen Element) liegt knapp unter 150 mm (s. Abbildung 5.3). Die sichtbaren Durchmesser der Fenster betragen jeweils 20 mm, wodurch eine enge Fokussierung der Laserstrahlen (Tabelle 5.1) und ein Traversierweg von einigen Millimetern ermöglicht wird. Die Durchmesser der Fenster können nicht ohne Einschränkungen erhöht werden, da mit ihrem Durchmesser aus Sicherheitsgründen auch ihre Dicke, die Größe ihrer Halterungen und dadurch schließlich die Größe der Kammer angehoben werden müssten.

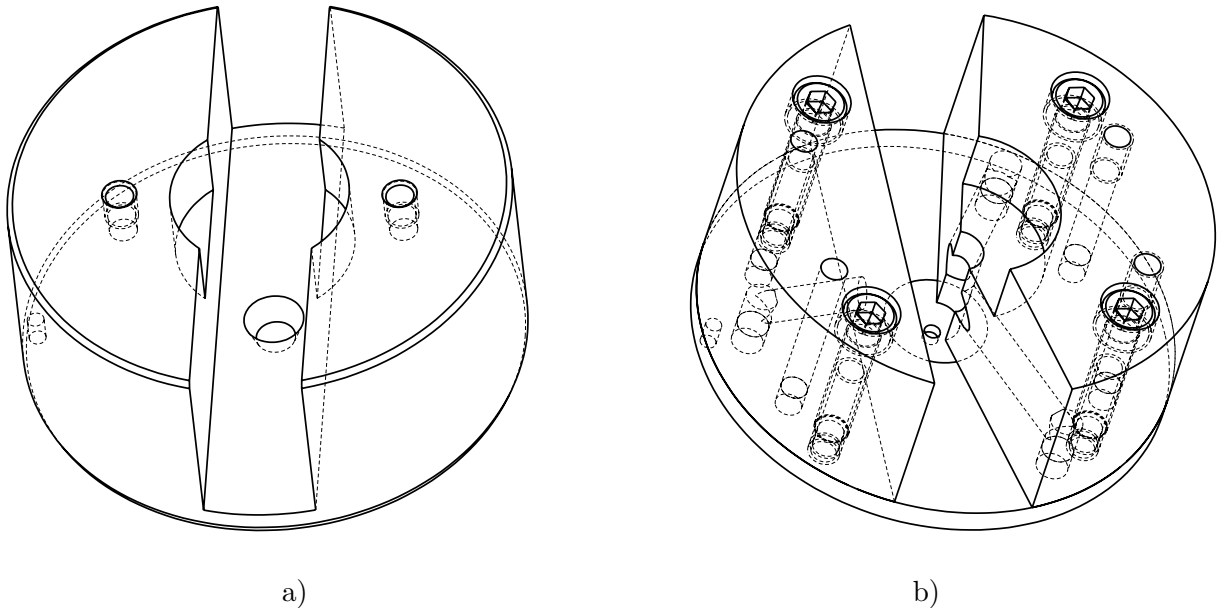
**Abbildung 5.3:** LCV-Druckkammer ( $p_G \leq 5$  MPa, Länge entlang der optischen Achse ca. 150 mm zwischen den äußeren Oberflächen der Fenster). Die Kammer ist auf einem  $yz$ -Verschiebetisch befestigt (Abschnitt 5.2.1); links befindet sich ein präziser  $xy$ -Tisch, innerhalb dessen die Fokussierlinse  $L_2$  montiert ist.



Im Boden der Kammer befindet sich ein Kanal, der über ein Drosselventil nach außen führt. Durch leichtes Öffnen der Drossel stellt sich ein kontinuierlicher Luftstrom im Druckbehälter ein, der die Tröpfchen innerhalb der Kammeratmosphäre evakuiert. Der Anschluss zur Gasversorgung bleibt dabei geöffnet, so dass der Druck innerhalb der Kammer nicht abnimmt. Der Einfluss dieser Spülung auf das Dieselspray muss aufgrund der niedrigen Strömungsgeschwindigkeiten nicht berücksichtigt werden.

Die Fenster werden vor Kraftstoffspritzern durch Abschirmvorrichtungen geschützt, die in Abbildung 5.4 skizziert sind. In einem Abstand von den Spritzlöchern befinden sich Kanäle, in die das Spray eindringt. Diese sind so geformt, dass Flüssigkeitstropfen beim Aufprall nicht zurück in Richtung der Fenster oder des Beobachtungsgebiets fliegen, sondern jenseits der Abschirmeinheiten gefangen bleiben. Der Kraftstoff, der sich dort sammelt, fließt in Richtung des Auslasskanals und verlässt die Kammer schließlich, da er von der Spülströmung mitgerissen wird.

Obwohl die Abschirmeinsätze im Betrieb zufriedenstellend funktionieren kommt es dennoch immer wieder dazu, dass einzelne Tröpfchen sich auf den Fenstern der Druckkammer absetzen, insbesondere bei hohen Einspritzdrücken oder großen Einspritzmengen. Wenn die Verschmutzung der Fenster soweit fortgeschritten ist, dass es zu einer starken Degradation des Strahlprofils kommt (was durch Beobachten des Strahlprofils nach der Linse  $L_3$ , Abb. 5.1, schnell festgestellt



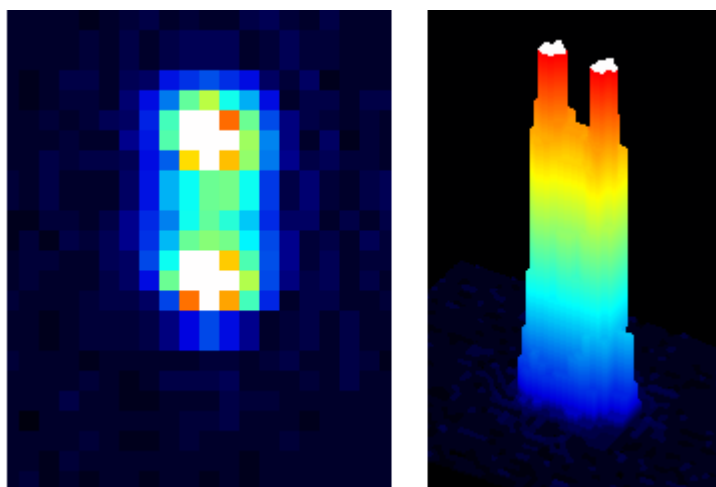
**Abbildung 5.4:** Abschirmeinsätze für 1-Loch- (a) bzw. 3-Loch-Düsen (b), die auf dem Boden der Kammer montiert und mit Hilfe eines Passstiftes fixiert werden. Die Sprays dringen jeweils in Kanäle ein, aus denen abprallende Tröpfchen nur schwer entkommen können. Diese sind so großzügig dimensioniert, dass ein Verfehlen des Kanals nahezu ausgeschlossen ist und eine Beeinflussung des Sprays im untersuchten Gebiet (Primärzerfallsbereich) in Vorversuchen [128] nicht festgestellt werden konnte.

werden kann) müssen die Fensterhalterungen von der Druckkammer entfernt werden. Die rechte Fensterhalterung kann aufgrund des großen Abstandes zur Sammellinse  $L_3$  problemlos abgeschraubt werden. Der Abstand zwischen der Fokussierlinse  $L_2$  und dem linken Fenster ist dagegen so gering, dass eine Demontage erst durch eine Verschiebung der Kammerposition möglich wird. Alle Bauteile befinden sich auf einer optischen Schiene, auf der an verschiedenen Stellen präzise Referenzelemente befestigt sind. Nach der Fensterreinigung wird der  $yz$ -Tisch, mit dem die Druckkammer fest verbunden ist, wieder gegen sein Referenzelement gedrückt und an der optischen Schiene befestigt. Die Verbindung zwischen Traversiertisch und Kammer wird dabei zu keinem Zeitpunkt gelöst. Dadurch wird sichergestellt, dass die Kammerposition vor und nach der Fensterreinigung gleich bleibt.

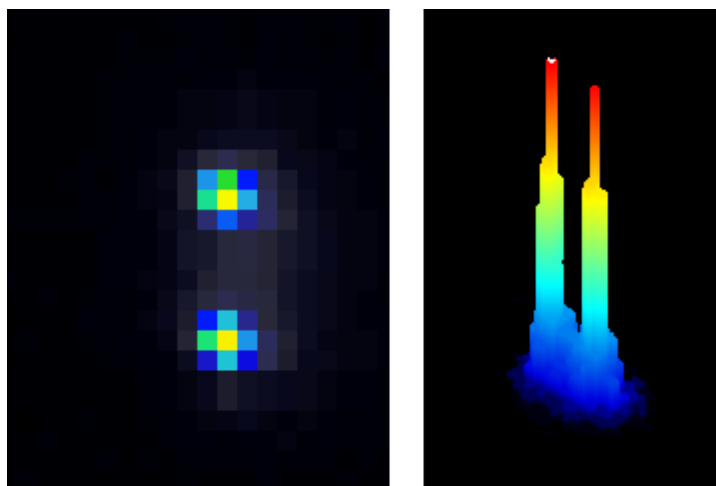
Die Fensterhalter [128] bestehen aus zwei miteinander (locker) verschraubten Bauteilen, zwischen denen sich eine Quarzglasscheibe befindet. Wenn diese voneinander getrennt werden, wird die komplette innere Oberfläche des Fensters freigelegt, wodurch eine sehr schnelle und gründliche Reinigung ermöglicht wird. Zwischen den metallischen Halterungen und den Fenstern befinden sich Ringe aus glasfaserverstärktem Kunststoff, die einen direkten Glas-Metall-Kontakt vermeiden und so die Fenster schützen. Ein weiterer Vorteil des Konzeptes ist, dass durch die gründliche Reinigung auch Öl entfernt wird, welches sich sonst in den Spalten des Fensterhalters sammeln würde und im Betrieb wieder austreten könnte. Beide Fensteroberflächen sind mit einer dielektrischen Antireflexschicht versehen, wodurch störendes Streulicht vermieden wird.

### 5.2.3 Bestimmung der Eigenschaften der Strahltaillen

**Verwendung einer Laserkamera** Die Messung der relevanten Strahlparameter kann in einem ersten Schritt mit einer Kamera<sup>5</sup> erfolgen, die direkt in den Strahlengang platziert wird. Um den Empfindlichkeitsbereich des CCD-Sensors optimal auszunutzen, muss der Laserstrahl vorher abgeschwächt werden, z.B. mit Graufiltern. Die Abbildungen 5.5 und 5.6 zeigen die Strahlprofile außerhalb und innerhalb des Brennpunkts, jeweils in 2- bzw. 3-dimensionaler Darstellung. Die Auflösung des CCD-Sensors beträgt  $11\ \mu\text{m}$  in vertikaler und  $9.6\ \mu\text{m}$  in horizontaler Richtung, was für eine präzise Bestimmung der Strahltaillen im Brennpunkt ( $\sim 1\ \text{pixel}$ , s. Abb. 5.6) bzw. deren Abstand unzureichend ist.



**Abbildung 5.5:** Strahlprofile außerhalb des Brennpunkts. In den weiß dargestellten Bereichen auf den Strahlachsen ist das Signal gesättigt.

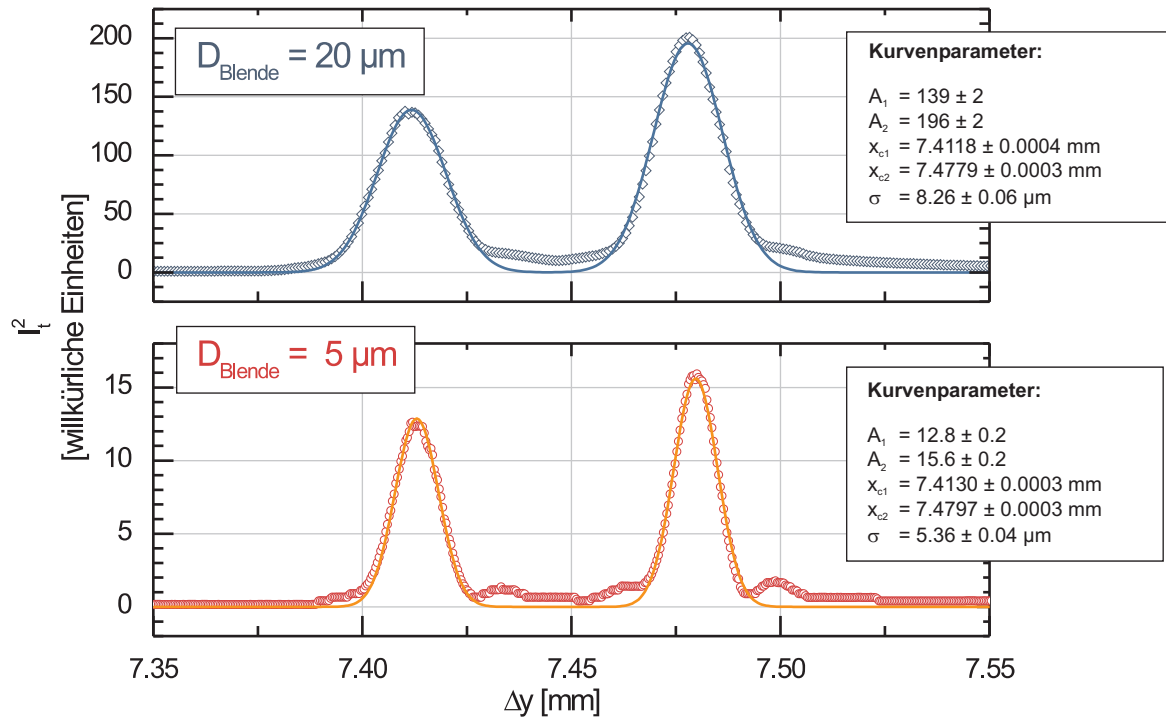


**Abbildung 5.6:** Strahlprofile in der Nähe des Brennpunkts (mit stärkerer Abschwächung als in Abb. 5.5)

<sup>5</sup>Coherent LaserCam IIID 1/4"

Die Kamera wurde aus diesem Grund vorwiegend eingesetzt, um die richtige Orientierung der Brennpunkte sicherzustellen. Darüber hinaus ermöglicht sie eine rasche Bestimmung aller Übertragungsmaßstäbe (z.B.  $A_{1,MV}$ , Gleichung 5.6), in dem die Aufweitungs- und die Fokussierlinse in  $x$ - bzw.  $y$ -Richtung bewegt werden und die zugehörige Verschiebung der Strahltaillen ermittelt wird.

**Verwendung von Lochblenden** Zur genauen Messung der Eigenschaften der Laserstrahlen werden Lochblenden (Durchmesser:  $D_{Blende}$ ) eingesetzt, die durch eine spezielle Konstruktion [128] genau im Zentrum der Druckkammer fixiert werden. Dabei wird die gesamte Kammer entweder in  $y$ - oder  $z$ -Richtung mit konstanter Geschwindigkeit bewegt und dabei die Leistung des transmittierten Laserlichts gemessen. Diese Daten werden mit Hilfe des digitalen Speicheroszilloskops zur weiteren Analyse aufgezeichnet. Da die Orientierung der Brennpunkte der Hauptströmungsrichtung im Spray entsprechen sollte (vertikal bei Verwendung von Einloch-Düsen, bei den meisten Mehrloch-Düsen  $75-80^\circ$  zur Vertikalen), wird das Wollaston Prisma  $W_1$  vorher entweder entfernt oder so gedreht, dass die Brennpunkte horizontal liegen.



**Abbildung 5.7:** Transmission des Laserlichts durch Lochblenden mit  $20 \mu m$  bzw.  $5 \mu m$  Durchmesser und angepasste Kurven nach Gl. 5.8. Die Traversierung erfolgt in  $y$ -Richtung (senkrecht zur optischen Achse) durch die Brennpunkte des Lasers. Bei Verwendung kleinerer Blenden nimmt die Breite der Peaks ab. Der Abstand zwischen den Brennpunkten beträgt hier  $|x_{c1} - x_{c2}| = 66.7 \pm 0.5 \mu m$  (gemessen mit  $D_{Blende} = 5 \mu m$ ).

Für verschiedene Positionen entlang der optischen Achse werden Transmissionsprofile aufgezeichnet und die Höhe, Position und Breite der Peaks bestimmt. Dies geschieht, wie in Abbildung 5.7 gezeigt, durch Anpassen der Funktion

$$I_t^2(x) = A_1 \exp \left[ -\frac{(x - x_{c1})^2}{2\sigma^2} \right] + A_2 \exp \left[ -\frac{(x - x_{c2})^2}{2\sigma^2} \right], \quad (5.8)$$

an die gemessenen Daten.  $I_t^2(x)$  wird aus der Summe zweier Gauß-Funktionen gleicher Breite gebildet. Die Amplituden der einzelnen Peaks müssen nicht gleich sein, da im Idealfall zwar beide Teilstrahlen gleiche Leistung haben, dies aber nicht immer gewährleistet ist und ein leichtes bis mittleres Ungleichgewicht für die Anwendung der LCV-Messtechnik nicht von Bedeutung ist.

Die physikalische Bedeutung der einzelnen Parameter<sup>6</sup> ist:

$A_1$ bzw. $A_2$	Leistung ( $D_{Blende} \gg w$ ) bzw. Intensität ( $D_{Blende} \ll w$ ) in den einzelnen Brennpunkten (wobei $w$ der $1/e^2$ -Radius des Laserstrahls ist)
$\sigma^2$	$\sim \frac{1}{4} \left( \frac{D_{Blende}^2}{3} + w^2 \right)$
$[x_{c1} + x_{c2}]/2$	Position der Mittelachse zwischen den Laserstrahlen (kann mit der Position des Messpunktes identifiziert werden)
$ x_{c1} - x_{c2} $	Abstand der Foci (kann mit dem Abstand $\Delta x$ der Detektionsvolumen identifiziert werden).

Die *Lage* der Foci entlang der optischen Achse wird bestimmt, indem für verschiedene Positionen  $z$  auf der optischen Achse Transmissionsprofile (wie in Abb. 5.7) aufgezeichnet und die Anpassungs-Parameter aufgetragen werden. Abbildung 5.8 zeigt ein Beispiel hiervon. In den Brennpunkten sollte am meisten Licht durch die Blende gelangen ( $A_1, A_2$  maximal) und die Breite  $\sigma$  der Transmissionsmaxima minimal werden. Bei unzureichender Genauigkeit empfiehlt sich der Einsatz einer Blende geringeren Durchmessers (z.B. 5 statt 20  $\mu\text{m}$ ) oder die Entfernung des Wollaston-Prismas  $W_1$ , da Größe und Position der Foci vom Prisma (in guter Näherung) dadurch nicht verändert werden.

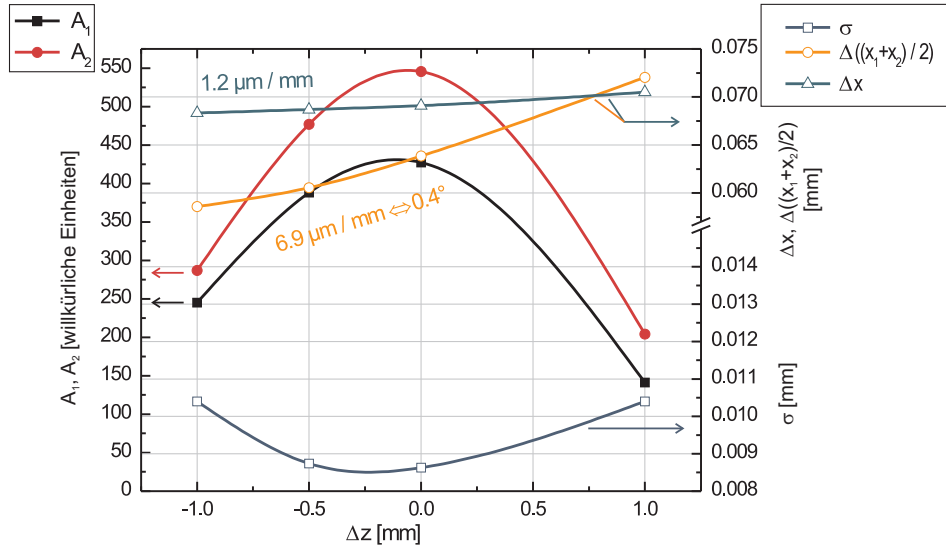
Es hat sich gezeigt, dass bei richtig eingestellter Orientierung der Laserstrahlen und nach erfolgter Feinanpassung ihrer Höhe (dies geschieht am besten, indem die Höhe der Aufweitungslinse  $L_A$  leicht justiert wird, bis das Beugungsmuster eines der Teilstrahlen nach Durchgang durch die Blende symmetrisch ist) die Transmissionsprofile sehr gut reproduzierbar sind. Aus diesem Grund wurde bei allen in dieser Arbeit beschriebenen Messungen diese Methode verwendet, um den Abstand der Detektionsvolumen zu bestimmen. Die Anpassung von  $I_t^2$  an die Messpunkte liefert neben den Positionen der Maxima  $x_{c1}$  und  $x_{c2}$  auch deren Fehler  $\Delta x_{c1}$  und  $\Delta x_{c2}$ . Aus dem Gauß'schen Fehlerfortpflanzungsgesetz [80] ergibt sich dann der Fehler des Abstands zu

$$\Delta(\Delta x) = \Delta|x_{c1} - x_{c2}| = \sqrt{\Delta x_{c1}^2 + \Delta x_{c2}^2}, \quad (5.9)$$

wobei in sämtlichen durchgeführten Messungen  $\Delta(\Delta x) \leq 0.5 \mu\text{m}$  gefunden wurde.

Die Durchmesser der Brennpunkte können anhand der Kamerabilder und der Transmissionskurven abgeschätzt werden. Ein Wert von  $w_0 \sim 10 \mu\text{m}$  erscheint plausibel. Dass die Foci damit etwa doppelt so breit sind wie anhand der optischen Matrizen berechnet (Tabelle 5.1) kann auf die sphärische Aberration [44] der verwendeten Linsen zurückgeführt werden. Um kleinere Strahl-tailen zu realisieren müssten diese Linsen durch spezielle optische Systeme (Objektive) ersetzt werden; da die Durchmesser der Messvolumen allerdings bereits in der gleichen Größenordnung liegen wie bei dem atmosphärischen Aufbau besteht hierfür keine unmittelbare Notwendigkeit.

<sup>6</sup>Die unterschiedlichen Definitionen von  $D_{Blende}$ ,  $w$  ( $1/e^2$ -Radius) und  $\sigma$  (Abfall auf  $e^{-1/2}$  des Maximalwertes) sind hierbei zu berücksichtigen.



**Abbildung 5.8:** Strahleigenschaften an verschiedenen Positionen  $z$  entlang der optischen Achse, gemessen mit  $D_{\text{Blende}} = 20 \mu\text{m}$ . Konstruktionsbedingt ist der Abstand  $\Delta x$  zwischen den Strahlen nicht konstant; zusätzlich erkennt man an  $\Delta[(x_{c1} + x_{c2})/2] \neq 0$ , dass die optische Achse und die Traversierachse nicht exakt parallel sind, die Abweichung aber so gering ist, dass keine Neujustage erforderlich ist.

### 5.3 Streuung des fokussierten Laserlichts an Spray-Strukturen

Beim atmosphärischen LCV-Aufbau (Kapitel 4) werden die Messvolumen durch die Abbildungsoptik definiert und das beleuchtende Laserlicht kann aufgrund seiner großen Strahltaille ( $w_0 \gg D_{MV}, \Delta x, D_{Tr}$ ) als ebene Welle aufgefasst werden. Im Gegensatz dazu werden beim Aufbau mit Druckkammer zwei Teilstrahlen sehr eng fokussiert, und die Optik auf der Beleuchtungsseite ist für die Eigenschaften der Messvolumen maßgebend. Tropfendurchmesser und Strahltaillen ( $w_0 \sim 10 \mu\text{m}$ , s. Tab. 5.1 bzw. Abb. 5.7) liegen in der gleichen Größenordnung. Zusätzlich dazu bekommt die Polarisation eine wichtige Bedeutung: beide Teilstrahlen sind unterschiedlich polarisiert und diese Eigenschaft hilft später bei der räumlichen Trennung der Strahlen, die zu ihrer Erfassung auf separaten Detektoren notwendig ist.

Im Vergleich zur Streuung einer ebenen Welle an einem Tröpfchen (Lorenz-Mie-Theorie) treten bei der Streuung eines Laserstrahls mit Durchmesser  $2w_0$  an Tröpfchen ähnlicher Größe zusätzliche Effekte auf. Diese sind insbesondere im Hinblick auf ihre Bedeutung bei PDA-Messungen sehr genau studiert worden („Gaussian Beam Effects“; eine Zusammenfassung findet sich in [36], eine ausführliche Diskussion in [4]). Die Verteilung des Streulichts hängt nun zusätzlich von der Größe der Strahltaille und deren Abstand zum Tröpfchen ab. Sie ist nicht mehr notwendigerweise symmetrisch um das Tröpfchen verteilt, d.h. das Laserlicht kann mehrheitlich in eine bestimmte Richtung gestreut werden. Die zusätzlichen Unbekannten können sich negativ auf die Genauigkeit von mittels PDA bestimmten Tropfengrößen auswirken.

Für den in dieser Arbeit verwendeten L2F-Aufbau ist die Situation deutlich einfacher, da ausschließlich das vorwärts gestreute Licht von Interesse ist. Partikel in den Strahlengängen sind in erster Linie Hindernisse, die dafür sorgen, dass ein wesentlicher Anteil des Lichtes den zugehörigen Detektor nicht mehr erreicht. Der Schatten des Partikels liefert also wie beim atmo-

sphärischen Aufbau den wichtigsten Beitrag zu den Signalen. Tropfen, die deutlich größer sind als der Durchmesser des Laserstrahls verursachen keine Beugung (da die Intensität am Rand des Tropfens bereits nahe Null ist), und es erreichen keine Strahlen mehr den Rand des Tröpfchens, die nach Reflektion an der (äußeren) Oberfläche den Detektor noch erreichen könnten (vgl. Abschnitt 4.3). Vorwärtsstreuung 1. Ordnung kann dagegen nach wie vor registriert werden; wenn im Idealfall Strahltaile und Tropfenmitte sich an der exakt gleichen Stelle befinden, dringen die Strahlen senkrecht zur Oberfläche in das Tröpfchen ein (Geometrische Optik, daher grobe Näherung), breiten sich daher ohne Richtungsänderung weiter aus und verlassen den Tropfen wiederum senkrecht zu seiner Oberfläche.

Die Beschränkung auf vorwärts gestreutes Licht vermeidet daher viele der Schwierigkeiten, die vom „Gaussian Beam Effect“ bekannt sind: Die Robustheit des Messverfahrens beruht darauf, dass nicht genau bekannt sein muss, wie die Streuung des Lichtes im Detail aussieht. Da beide Detektionsvolumen (annähernd) identische Eigenschaften haben, wird das Tröpfchen auf den Avalanche Photodioden zwei sehr ähnliche Signale hervorrufen, deren zeitlicher Abstand durch Berechnung der Korrelationsfunktion ermittelt werden kann. Im Vergleich zur Abschattung einer ebenen Welle führt der Einsatz fokussierter Strahlen aber auch zu einer zusätzlichen Komplikation: Tröpfchen, deren Flugrichtung leicht von der Verbindungsachse der Detektionsvolumen abweicht, werden die Detektionsvolumen in unterschiedlichem Abstand zur Strahlachse passieren und dadurch unterschiedliche Anteile des Lichtes ablenken. Selbst wenn solche Tröpfchen (und ihre Umgebung) sich auf dem Weg vom ersten zum zweiten DV nicht verändern führen sie zu Signalen unterschiedlicher Form und damit zu einer schlechteren Korrelation.

Bei der Streuung eines Lichtstrahls an einem *einzelnen* Tröpfchen bleibt dessen Polarisationsrichtung erhalten, wenn seine (lineare) Polarisationsrichtung parallel oder senkrecht zur Streuebene liegt. In Vorwärtsrichtung (oder in Rückwärtsrichtung) ist dies unabhängig von der Polarisationsrichtung gewährleistet, wodurch auch zirkulare oder elliptische Polarisationsrichtungen erhalten bleiben. Dass die Streueigenschaften in Vorwärtsrichtung gleich sind rechtfertigt die Verwendung unterschiedlich polarisierten Lichtes zur Erzeugung der beiden Messvolumen. Mehrfachstreuung führt hingegen zu einer Depolarisation des einfallenden Lichtes, da es auf einem komplizierten, dreidimensionalen Weg von der Quelle zum Detektor gelangt und die erwähnte Voraussetzung bei den einzelnen Streuprozessen in der Regel nicht erfüllt sein wird. Da neben dem (kleinen) räumlichen Abstand der beiden Teilstrahlen hauptsächlich ihre unterschiedliche Polarisationsrichtung für ihre Trennung und Abbildung auf unterschiedlichen Detektoren verantwortlich ist, führt Depolarisation zu einer Vermischung der Signale. Im Extremfall könnten beide Signale identisch sein und daher ihr Korrelationsmaximum bei  $\Delta t = 0 \Rightarrow v \rightarrow \pm\infty$  haben; in der Praxis wäre dies mit einer so hohen optischen Dichte verbunden, dass ohnehin kaum noch Licht zu den Detektoren gelangen könnte.

Die Abhängigkeit zwischen der optischen Dichte eines mit Streuzentren (in der Regel runde, in einer Flüssigkeit schwebende Kügelchen gleicher Größe ( $\Leftrightarrow D_{Tr}$ ), etwa aus Polystyren) dotierten Mediums und der Depolarisation eines Lichtstrahls ist Gegenstand grundlegender experimenteller und numerischer Untersuchungen. Im Fall von Kugeln, die deutlich größer sind als die Wellenlänge des Lichts beträgt die charakteristische Depolarisationslänge für durchgelassenes Licht (Vorwärtsstreuung) ein Vielfaches der mittleren freien Weglänge (hohe optische Tiefe) [27]. Für Rückwärtsstreuung ist die Situation ähnlich, zur vollständigen Depolarisation sind etwa 5 Interaktionen erforderlich [42].

Vielfachstreuung im dichten Spray kann nicht nur zum Verlust des Polarisationszustandes des Lichtes aus den Messvolumen führen, sondern auch die räumlichen Grenzen der Messvolumen verwischen. Auf dem Weg zu den Brennpunkten können Photonen gestreut werden und dadurch



in Regionen gelangen, die normalerweise nicht beleuchtet würden. Wenn es bei diesem einzelnen Streuprozess bliebe, könnten die betroffenen Photonen „ihren“ Detektor nicht mehr erreichen. Durch nachfolgende Streuprozesse können sie aber zurück in den eigentlichen Strahlengang gelenkt werden. Auch für den letztgenannten Effekt gilt, dass er erst signifikant wird, wenn kaum noch Licht durch das Spray kommt und die Signale bereits entsprechend schwach sind.

Zusammenfassend muss festgestellt werden, dass die optische Dichte des Sprays die Einsetzbarkeit des vorgestellten L2F-Verfahren limitiert (aus diesem Grund sind unter bestimmten Versuchsbedingungen die Signale nicht mehr korrelierbar, Abschnitt 5.4). Trotz des robusten Auswertungsverfahrens und des gegenüber Mehrfachstreuung relativ unempfindlichen optischen Aufbaus wird im Grenzfall sehr hoher optischer Dichte das Licht, das die Detektoren noch erreicht, den jeweiligen Detektionsvolumen nicht mehr zugeordnet werden können.

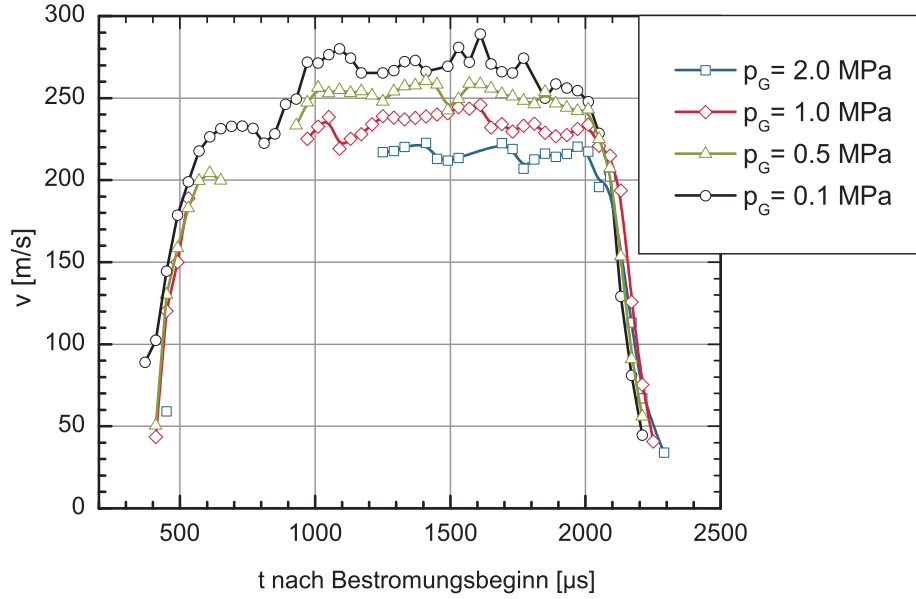
## 5.4 Vergleich: LCV unter atmosphärischen Bedingungen - mit erhöhtem Gegendruck

Der folgende Abschnitt enthält einen ausführlichen Vergleich von Spray-Eigenschaften im Primärzerfallsbereich unter atmosphärischen Bedingungen und bei erhöhter Gasdichte. Zusammenfassungen der Ergebnisse wurden in [91, 90] bereits präsentiert. Als Kammergas wurde Luft ( $\rho_G = 1.2 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ ) bzw. reiner Stickstoff bei einem Druck von  $p_G = 2 \text{ MPa}$  verwendet, entsprechend einer Gasdichte von  $\rho_G = 23 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ , einem typischen Wert zum Zeitpunkt einer Einspritzung bei mittlerer bis hoher Teillast in einem Pkw-Dieselmotor. Bis auf die Einspritz- und Gegendrücke wurden keine Betriebsbedingungen geändert. Da mit zunehmendem Einspritzdruck die Signalqualität abnimmt, wurde in einem ersten Schritt der Einspritzdruck auf  $p_E = 22 \text{ MPa}$  festgelegt ( $t_E = 1.65 \text{ ms}$ ). Dabei handelt es sich um den minimalen Kraftstoffdruck, der für einen stabilen Betrieb des verwendeten Injektors erforderlich ist. In einem zweiten Schritt wurde  $p_E$  auf  $80 \text{ MPa}$  ( $t_E = 0.7 \text{ ms}$ ) erhöht, einem repräsentativen Wert für niedrige Motorlasten.

Um an einem einfachen, gut verstandenen System den Einfluss der Gasdichte alleine studieren zu können, wurde die gleiche Düse wie in Abschnitt 4.5.1 ( $ks \times 1$ , s. Tabelle A.1) verwendet. Es handelt sich um eine strömungsoptimierte  $ks$ -Düse mit einem einzigen, auf der Düsenachse liegenden Spritzloch von  $154 \mu\text{m}$  Durchmesser. Bei den im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Betriebspunkten bilden sich im Spritzloch keine großflächigen Kavitationsgebiete aus. In stark verrundeten Plexiglasdüsen mit ähnlicher Spritzlochgeometrie konnte überhaupt keine Kavitation nachgewiesen werden, wobei Kavitationszahlen bis  $K \approx 200$  erreicht wurden [155].

Abbildung 5.9 zeigt exemplarisch das Verhalten der Geschwindigkeitsverläufe bei steigendem Gegendruck. Die Maximalgeschwindigkeit im quasistationären Bereich nimmt deutlich stärker ab als allein aufgrund der geringeren Druckdifferenzen zu erwarten wäre (Tabelle 5.2). Da die Düse als kavitationsfrei gilt, kann davon ausgegangen werden, dass der Einfluss des Gegendrucks auf die Düseninnenströmung gering ist und sich auf die Proportionalität zu  $v_{Ber} \propto \Delta p$  beschränkt. Das Ergebnis deutet daher bereits fundamentalere Änderungen der Wechselwirkung zwischen Spray und umgebender Atmosphäre an. Auffällig ist darüber hinaus der Bereich um  $t = 700 \mu\text{s}$ , in dem keine validierten Geschwindigkeitswerte vorliegen. Die Anzahl fehlender Stützstellen in den Geschwindigkeitskurven nimmt mit steigender Gasdichte zu.

Ursache hierfür ist die steigende optische Dichte der Sprays, die vermutlich auf einen höheren Anteil kleiner Tröpfchen zurückzuführen ist. In Abbildung 5.10 sind die zeitlichen Verläufe der „Fluktuations-Intensität“  $\sigma$  dargestellt. Es handelt sich um den geometrischen Mittelwert der



**Abbildung 5.9:** Geschwindigkeitsverläufe bei verschiedenen Gegendrücken,  $p_E = 30$  MPa, Mittelwerte über 30 Einspritzungen. Die Messvolumen befinden sich in  $h = 1.9$  mm Abstand vom Spritzlochaustritt auf der Sprayachse.

$p_G$ [MPa]	0.1	0.5	1	2
$\bar{v}/v_{Ber}$ [-]	1	0.95	0.89	0.83

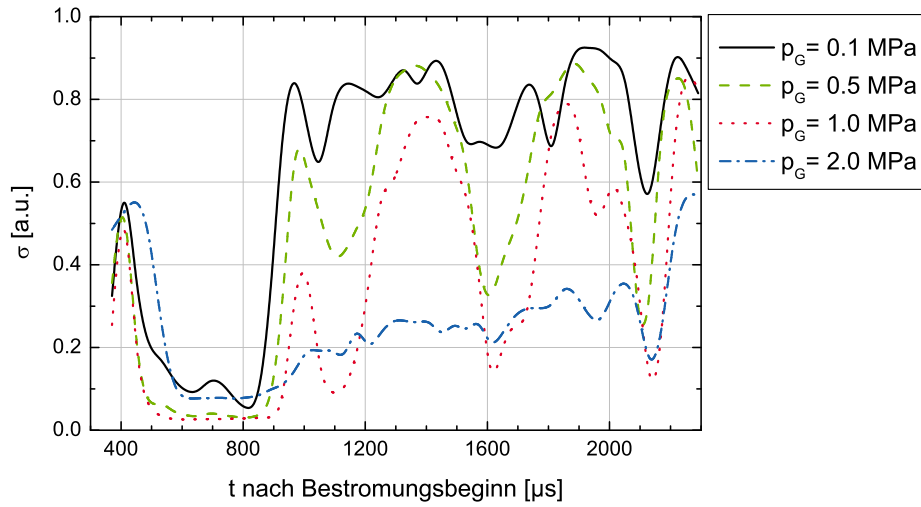
**Tabelle 5.2:** Geschwindigkeitsabnahme bei steigendem Gegendruck, Vergleich mit der Bernoulli-Geschwindigkeit  $v_{Ber}$ .  $\bar{v}$  ist hierbei der Mittelwert zwischen  $t = 1$ – $2$  ms.

Varianzen der APD-Signale und damit auch um den Normierungsfaktor der Kreuzkorrelationsfunktion [91]:

$$\sigma = \sqrt{\left[ \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N (U_{1,k} - \bar{U}_1)^2 \right] \cdot \left[ \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N (U_{2,k} - \bar{U}_2)^2 \right]} \quad (5.10)$$

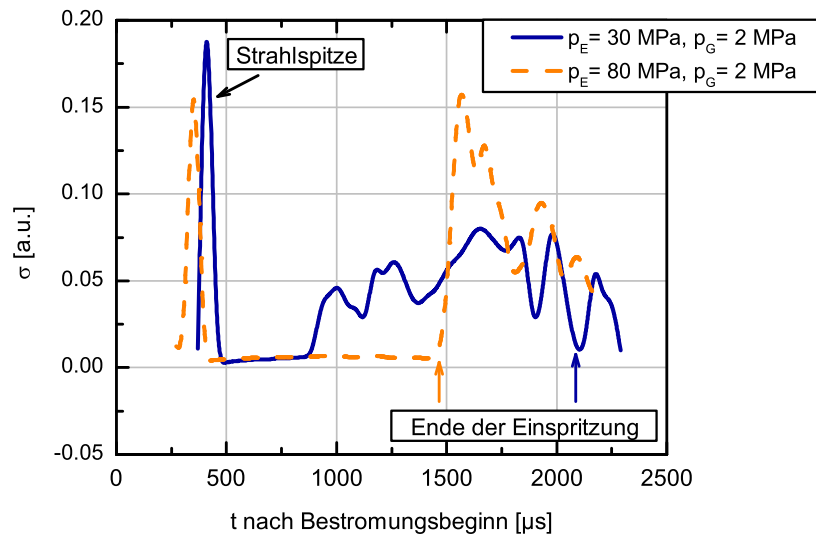
$U_1$ ,  $U_2$  bezeichnen hierbei die Spannungen an den Avalanche-Photodioden. Wenn die Signale durch einen Hochpass gefiltert werden, sind die Mittelwerte der Signale innerhalb der Korrelationsfenster  $\bar{U}_1 \approx \bar{U}_2 \approx 0$ .  $\sigma$  ist ein Maß für die Menge an Fluktuationen in den Signalen. Während hohe Werte von  $\sigma$  noch keine einfache Auswertbarkeit der Rohsignale garantieren, sind geringe Werte ein sicheres Zeichen für eine schwierige bzw. unmögliche Berechnung der korrespondierenden Geschwindigkeiten.

Abbildung 5.11 dokumentiert, dass eine Erhöhung des Einspritzdrucks ebenfalls zu einer deutlich schlechteren Auswertbarkeit der APD-Signale führt. Bei  $p_E = 80$  MPa ist während der gesamten Einspritzung  $\sigma \approx 0$ ; erst in der Strahlschleppe, nach dem Ende der Einspritzung, steigen die Werte wieder etwas an. Dabei werden die Signalfuktuationen durch wenige, sehr langsame Tropfen hervorgerufen, die sich noch im Bereich der Detektionsvolumen aufhalten. Die Korrelation der zugehörigen Signale ist sehr schlecht, da die Flugzeiten aufgrund der geringen, schwankenden Geschwindigkeiten sehr hoch sind und sich von einem Tropfen zum nächsten stark unterscheiden.



**Abbildung 5.10:** Verlauf von  $\sigma$  für verschiedene Gegendrücke. Die extrem niedrigen Werte um  $t \sim 700 \mu s$  entsprechen den fehlenden Geschwindigkeiten in Abb. 5.9. Bei  $p_G = 2 \text{ MPa}$  sind die Signale so schwach, dass die Verstärkung erhöht werden muss. Die höheren Werte von  $\sigma$  sind daher fast ausschließlich auf elektronisches Rauschen zurückzuführen und können nur eingeschränkt mit den anderen Kurven verglichen werden.

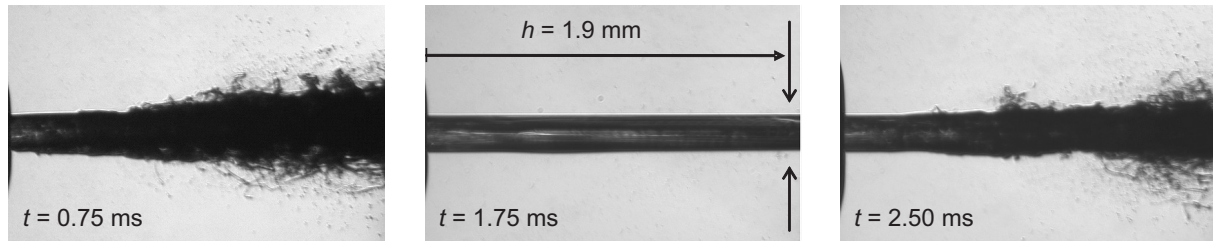
Am Anfang der Einspritzung werden die Meßvolumen von der Strahlspitze passiert, wobei die Intensität des transmittierten Lichtes schlagartig abnimmt. Dadurch wird das deutliche Maximum von  $\sigma$  bei  $t \approx 400 \mu s$  hervorgerufen.



**Abbildung 5.11:** Verlauf  $\sigma(t)$  bei Erhöhung des Einspritzdrucks. Die Einspritzzeit ist bei  $p_E = 80 \text{ MPa}$  kürzer gewählt worden als bei  $p_E = 30 \text{ MPa}$ , da aufgrund der höheren Nadelgeschwindigkeit der quasistationäre Bereich mit maximalem Nadelhub deutlich früher erreicht wird.

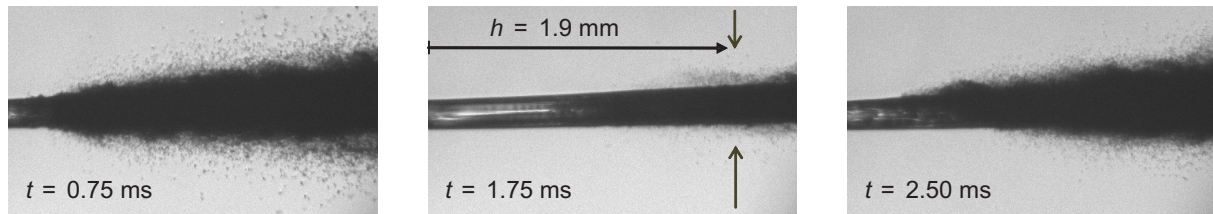
### 5.4.1 Geschwindigkeitsmessungen bei geringem Einspritzdruck: $p_E = 22 \text{ MPa}$

#### Analyse der Schattenaufnahmen



**Abbildung 5.12:**

Schattenbilder ( $p_E = 22 \text{ MPa}$ ,  $p_G = 0.1 \text{ MPa}$ , Bildausschnitt  $2.0 \times 1.2 \text{ mm}$ )



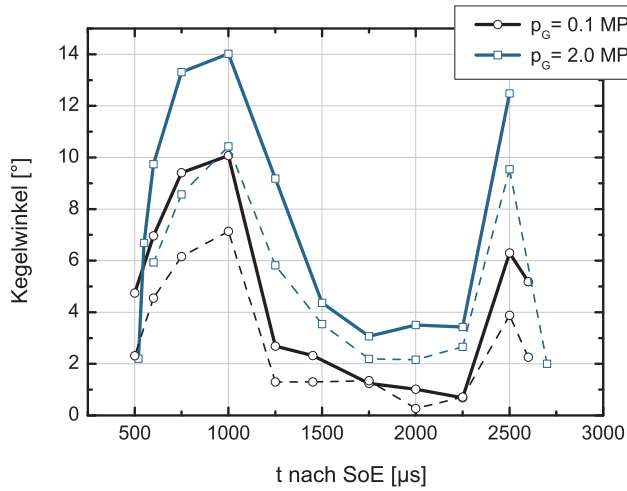
**Abbildung 5.13:**

Schattenbilder ( $p_E = 22 \text{ MPa}$ ,  $p_G = 2.0 \text{ MPa}$ , Bildausschnitt  $2.3 \times 1.3 \text{ mm}$ )

Schattenaufnahmen des Primärzerfallsbereichs der Sprays zeigen, dass die Einspritzung sich in 3 Phasen unterteilen lässt (Abbildungen 5.12, 5.13). Zu Beginn der Einspritzung ( $t = 0.75 \text{ ms}$ ) ist aufgrund der Nadeldrosselung die Hauptströmung im Spritzloch noch relativ langsam, aber sehr turbulent. Dies führt zu einem frühen Aufbrechen des Sprays, mit großen, deutlich sichtbaren Ligamenten, die sich vom Hauptstrahl abspalten. Ein ähnliches Verhalten zeigt sich am Ende der Einspritzung ( $t = 2.50 \text{ ms}$ ), da die Nadel wieder in ihren Sitz zurückgedrückt wird und der Nadelsitzbereich wieder den engsten Querschnitt in der strömungsführenden Geometrie darstellt. Im quasistationären Bereich zwischen Öffnen und Schließen, bei hohem, konstantem Nadelhub ( $t = 1.75 \text{ ms}$  ist hierfür ein repräsentativer Zeitpunkt), ist der Querschnitt im Spritzloch deutlich kleiner als im Nadelsitz. Aufgrund der konischen Spritzlochform, der starken Verrundung der Einlaufkanten und der fehlenden Umlenkung bei der Einströmung ins Spritzloch bildet sich eine stationäre, wenig turbulente Strömung aus. Beim Austritt aus dem Spritzloch sind praktisch keinerlei Störungen auf der Oberfläche des Strahls zu erkennen. Die helle Linie in der Mitte der Flüssigkeitssäule zeigt, dass das Hintergrundlicht praktisch ungestört durch einen glatten Flüssigkeitszylinder zur Kamera gelangt. Im Bereich dieser hellen Linie ist eine leichte Welligkeit zu erkennen; diese Störungen sind jedoch so klein, dass sie an den scharf abgebildeten Rändern des Strahls nicht aufgelöst werden können.

Die Dynamik des Mikrokegelwinkels ist unabhängig von der Gasdichte. Dessen zeitliche Entwicklung, die in Abbildung 5.14 dargestellt ist, wird nur von der Entwicklung der Innenströmung bestimmt.

Da die verwendete Düse als kavitationsfrei gilt, sollten die Unterschiede in der Innenströmung als Funktion des Gegendrucks nur sehr gering sein. Dies wird durch die Spraybilder bestätigt, denn



**Abbildung 5.14:** Zeitliche Entwicklung des Mikrokegelwinkels bei  $p_E = 22$  MPa, anhand der Mittelwertbilder (durchgezogene Linien, s. auch Abb. 4.10 und [2]) bzw. manuell ausgewertet (gestrichelte Linien). Da der Übergang zwischen glatter Flüssigkeitssäule ( $\varphi_S \sim 0$ ) und zerfallendem Spray ( $\varphi_S > 0$ ) teilweise innerhalb des Bildbereichs liegt, ist die Charakterisierung anhand eines einzigen Winkels streng genommen unzureichend.

unmittelbar am Spritzlochaustritt erscheint die Strahlform unabhängig von den Umgebungsbedingungen. Der Einfluss der Gasdichte auf den *Zerfall* des Strahls ist hingegen offensichtlich: während unter atmosphärischen Bedingungen neben kleinen Tröpfchen auch zahlreiche größere Ligamente zu erkennen sind, ist die Zahl kleinster Tröpfchen bei hoher Gasdichte erheblich höher. Falls größere Ligamente existieren, sind sie innerhalb der Tröpfchenwolken verborgen. Zudem ist die Länge des „intakten“ Strahls am Spritzlochaustritt etwas geringer als unter atmosphärischen Bedingungen.

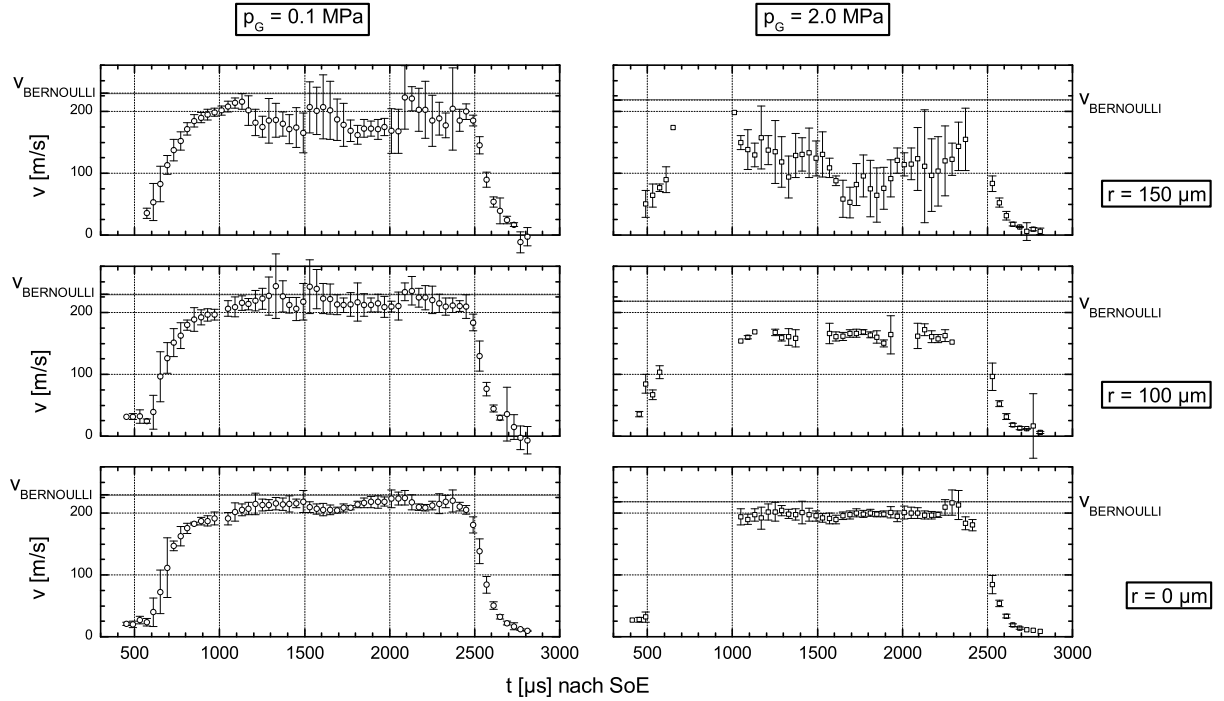
Während der quasistationären Phase ( $t = 1.75$  ms) lösen sich unter atmosphärischen Bedingungen nur sehr wenige Tröpfchen (die nur durch eine erhebliche Anpassung des Kontrastes nachgewiesen werden können) vom Hauptstrahl. Bei einer Einspritzung in dichtem Gas wachsen die kleinen Störungen an der Strahloberfläche jedoch erheblich schneller, und nach weniger als 1 mm Flugstrecke ist keine glatte Oberfläche mehr zu erkennen. Kurz danach ist die Tröpfchenwolke, die den Hauptstrahl umhüllt, deutlich sichtbar. Dementsprechend ist praktisch zu allen Zeitpunkten der Mikrokegelwinkel  $\varphi_S$  größer als unter atmosphärischen Bedingungen.

### LCV-Messungen

Abbildung 5.15 zeigt Gegenüberstellungen der Geschwindigkeitsverläufe, die an verschiedenen repräsentativen Punkten im Spray bei  $p_E = 22$  MPa gemessen wurden. Bei dem eingestellten Abstand von  $h = 1.9$  mm zwischen Spritzlochaustritt und Messvolumen ist die Vermessung eines (annähernd) kompletten Geschwindigkeitsprofils möglich. Dennoch gibt es bei hoher Gasdichte zu Beginn der Einspritzung Zeiten ( $t \approx 500 - 1000$  µs), zu denen aufgrund der geringen Signalstärke (d.h. zu hoher optischer Dichte des Sprays) keine zuverlässigen Geschwindigkeitswerte ermittelt werden können.

Wie bereits in Abschnitt 4.5.1 beschrieben, werden bei der verwendeten Einlochdüse die Nadelhübe, bei denen nicht das Spritzloch, sondern der Nadelsitz der engste strömungsführende Querschnitt darstellt, schnell überschritten. Dementsprechend rasch baut sich zu Beginn der Einspritzung die maximale Geschwindigkeit im Spray auf und geht am Ende der Einspritzung auch wieder zurück.

Der Messpunkt  $r = 0$  liegt auf der Sprayachse. Er zeichnet sich durch hohe Geschwindigkeiten – bei hohen Nadelhüben wird die Bernoulli-Geschwindigkeit fast erreicht – und geringe Fluk-



**Abbildung 5.15:** Geschwindigkeitsverläufe bei  $p_E = 22$  MPa,  $h = 1.9$  mm (s. Markierungen in Abb. 5.12 und 5.13) für ausgewählte Abstände  $r$  zur Spray-Achse.

tuationen zwischen den Einspritzungen aus. Wo ein Vergleich zwischen niedriger und hoher Gasdichte möglich ist, zeigen sich sehr geringe Unterschiede im Geschwindigkeitsverlauf, auch die Fluktuationen sind von ähnlicher Größenordnung.

Unter atmosphärischen Bedingungen wird der Übergang zwischen Flüssigkeit und Atmosphäre während der quasistationären Phase ( $t = 1.75$  ms in Abb. 5.12) vom Messpunkt  $r = 100 \mu\text{m}$  getroffen. Im Vergleich zu  $r = 0$  zeichnet er sich durch einen ähnlichen mittleren Geschwindigkeitsverlauf, aber höhere Variationen zwischen den Einspritzungen aus. Dieser Trend setzt sich bei  $r = 150 \mu\text{m}$  fort, wobei nun zusätzlich ein signifikanter Rückgang der Geschwindigkeit beobachtet wird. Bei vollem Nadelhub liegt die Geschwindigkeit leicht unterhalb des maximalen Wertes, den sie bei  $t \approx 1150 \mu\text{s}$  erreicht hat.

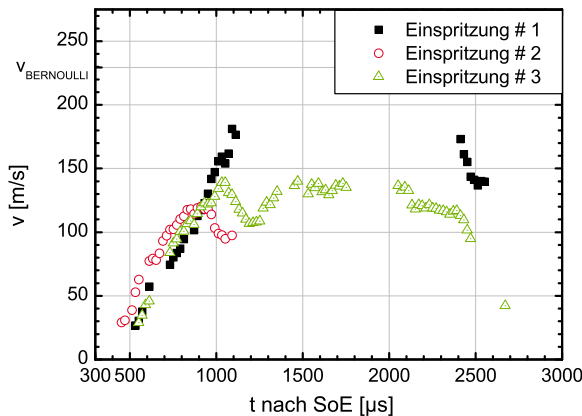
In dichter Atmosphäre ist bereits bei  $r = 100 \mu\text{m}$  ein deutlicher Rückgang der Geschwindigkeit feststellbar. Das Fluktuationsniveau zwischen den Einspritzungen bleibt jedoch ähnlich niedrig wie bei  $r = 0$ . Erst bei  $r = 150 \mu\text{m}$  nehmen die Absolutwerte der Geschwindigkeit (quasistationäre Phase) stark ab und ihre Schwankungen zu. Der Effekt ist dabei deutlich ausgeprägter als bei geringer Gasdichte. Der betrachtete Messpunkt liegt während der quasistationären Phase sowohl bei geringer als auch bei hoher Gasdichte *außerhalb* des dichten Sprays. Die Geschwindigkeit ist geringer als die des Hauptstrahls, weil die Flüssigkeitspakete sich nicht mehr in dessen Windschatten bewegen, daher wesentlich stärkerem aerodynamischen Widerstand ausgesetzt sind und sich möglicherweise auch von den langsameren äußeren Schichten des Hauptstrahls gelöst haben. Die stärkeren Fluktuationen kommen u.a. dadurch zustande, dass die Strukturen, die ein bestimmtes Messvolumenpaar passieren, sich zu unterschiedlichen Zeitpunkten (daher auch an unterschiedlichen Orten) vom Hauptstrahl gelöst haben und deshalb keine einheitliche Flugstrecke ( $\Leftrightarrow$  Wechselwirkungszeit) in der bremsenden Atmosphäre zurückgelegt haben.

Erwartungsgemäß ist der Effekt bei hoher Gasdichte (hohem aerodynamischen Widerstand) ausgeprägter, zumal dort kleinere Tröpfchen generiert werden, die aufgrund ihres größeren Oberfläche/Volumen-Verhältnisses ohnehin einem stärkeren aerodynamischen Widerstand ausgesetzt sind.

Die zunächst überraschende Tatsache, dass in den äußeren Bereichen des Sprays die Geschwindigkeiten in den Nadeldrosselungsphasen (etwa  $t \sim 1150 \mu\text{s}$ ) teilweise höher sind als während der quasistationären Phase hohen Nadelhubs kann mit Hilfe der zeitlichen Entwicklung des Mikrokegelwinkels (Abb. 5.14) gut erklärt werden. Hohe ( $v \sim v_{Ber}$ ) Geschwindigkeiten werden bereits etwa  $800 \mu\text{s}$  nach Bestromungsbeginn erreicht. Das Spray weist zu diesem Zeitpunkt jedoch noch einen hohen Mikrokegelwinkel auf, die eingespritzte Flüssigkeit fliegt daher teilweise nach außen zu Messpunkten, die später, wenn der Kegelwinkel deutlich schmäler geworden ist ( $t > 1.3 \text{ ms}$ ), nicht mehr zum „dichten Spray“ gezählt werden. Dann befinden sich solche Messpunkte im diffusen Randgebiet des Sprays und werden daher von langsameren Strukturen durchflogen.

Zusammen mit dem Abnehmen des Mikrokegelwinkels weist die leichte Zunahme der Geschwindigkeit bis etwa  $t \approx 1.5 \text{ ms}$  darauf hin, dass auch nachdem das Spritzloch schon den engsten strömungsführenden Querschnitt bildet (die Nadel sich aber nach wie vor in der Öffnungsphase befindet) noch drosselnde und turbulenzfördernde Effekte vorliegen.

Das Verhalten des Sprays weitab von dessen Achse illustriert Abbildung 5.16 exemplarisch. Dort werden die Geschwindigkeitsverläufe einzelner Einspritzungen statt des Mittelwertes gezeigt. Mit einem Abstand von  $r = 400 \mu\text{m}$  zur Sprayachse (entsprechend einem vollem Mikrokegelwinkel von  $\varphi_S = 19.8^\circ$ ) gehören die Messvolumen zu keinem Zeitpunkt eindeutig zum dichten Spray, in der quasistationären Phase erscheinen sie auf den ersten Blick leer. Detaillierte Bildanalysen zeigen jedoch, dass sich dort wenige kleine Tröpfchen befinden können (die Auflösung des optischen Aufbaus ist begrenzt, so dass Tropfen mit  $D_{Tr} \leq 2 \mu\text{m}$  nicht mehr scharf abgebildet werden können).



**Abbildung 5.16:** Geschwindigkeitsverläufe für ausgewählte Einspritzungen,  $p_E = 22 \text{ MPa}$ ,  $p_G = 0.1 \text{ MPa}$ ,  $h = 1.9 \text{ mm}$ ,  $r = 400 \mu\text{m}$ . Die Verläufe werden durch eine sehr geringe Zahl von Tröpfchen generiert, erscheinen aber kontinuierlich, weil mit langen überlappenden Korrelationsfenstern ( $KF = 163.84 \mu\text{s}$ ) ausgewertet wurde.

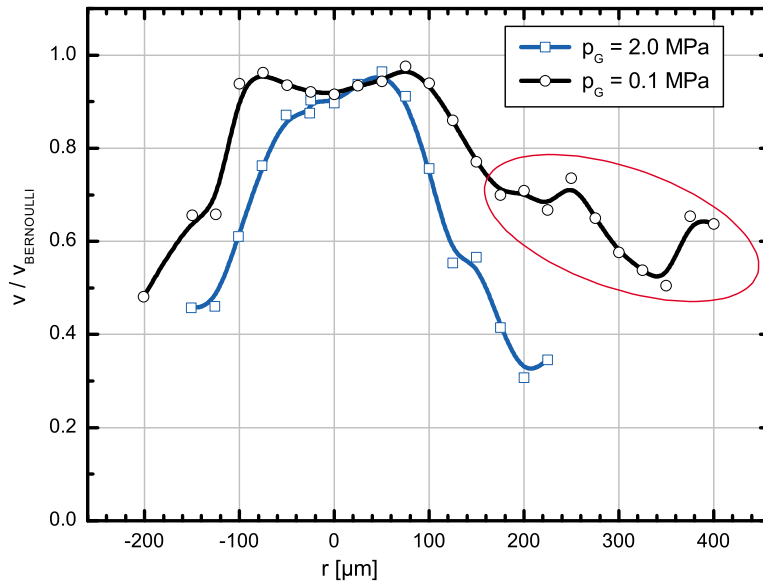
Bei jeder einzelnen Einspritzung zeigt sich ein relativ einheitlicher Verlauf, die Unterschiede zwischen den Einspritzungen sind jedoch sehr groß. Zu Spritzbeginn sind die Messwerte noch recht ähnlich, danach unterscheiden sie sich stark. Ab etwa  $t \geq 1.1 \text{ ms}$  nach Bestromungsbeginn erreichen bei den Einspritzungen #1 und #2 so wenige Tröpfchen die Detektionsvolumen, dass keine Geschwindigkeitswerte mehr validiert werden können. Am Ende von Einspritzung #1 befinden sich wieder schnelle Tröpfchen im Bereich der DV, am Ende von Einspritzung #2 jedoch nicht. Verläufe wie der von Einspritzung #3 sind relativ selten (fast alle Einspritzungen verhalten sich wie #1 und #2): hier werden durchgehend niedrige Geschwindigkeiten gemessen. Auffällig



ist auch, dass der Zeitpunkt, an dem die ersten Tröpfchen die DV erreichen, nicht konstant ist – wobei in diesem Zusammenhang bedacht werden muss, dass der verwendete Injektor bei  $p_E = 22$  MPa den zum Öffnen der Nadel erforderlichen Druck nur minimal überschreitet und sein Verhalten bei höheren  $p_E$  deutlich stabiler ist.

Die bei  $p_E = 22$  MPa gemessene Maximalgeschwindigkeit im Sprayzentrum beträgt etwa 220 m/s, die Größenordnung von  $v$  in  $r = 400$   $\mu\text{m}$  Entfernung zur Sprayachse liegt bei etwa 150 m/s. Unter Vernachlässigung von Windschatteneffekten ist die Länge der Strecke, die benötigt wird, um ein Tröpfchen mit  $D_{Tr} = 2$   $\mu\text{m}$  (Auflösungsgrenze der Schattenaufnahmen) Durchmesser derart abzubremesen, etwa 1 mm. Die gemessenen Geschwindigkeiten erscheinen für Tröpfchen, die sich nach Austritt aus dem Spritzloch ( $0 - 1.9$  mm) vom Spraykern gelöst haben, für Messpunkte um  $h = 1.9$  mm daher plausibel.

Die Geschwindigkeitsprofile, die sich bei geringer bzw. hoher Gasdichte einstellen, sind in Abbildung 5.17 gegenübergestellt.



**Abbildung 5.17:**  $v(r)$  bei verschiedenen Gasdichten,  $p_E = 22$  MPa,  $h = 1.9$  mm. Die dargestellten Geschwindigkeiten sind Mittelwerte aus der quasistationären Phase der Einspritzung ( $t = 1.5 - 2.0$  ms). Um die Kurven besser miteinander vergleichen zu können, wurden sie mit der jeweiligen Bernoulli-Geschwindigkeit normiert.

Im eingekreisten Bereich ist die Validationsrate sehr gering, die dort registrierten Geschwindigkeiten gehen auf sehr wenige Ereignisse zurück.

Im dichten Zentrum des Sprays sind die Geschwindigkeiten ähnlich und erreichen jeweils annähernd die Bernoulli-Geschwindigkeit. Bei hohen Gasdichten ist dieser Bereich jedoch schmaler und leicht asymmetrisch. Die Geschwindigkeitsgradienten  $|\partial v / \partial r|$  am Rand des Sprays sind dagegen höher als unter atmosphärischen Bedingungen. Dieser Befund widerspricht scheinbar dem bekannten [1, 23, 60] und durch die Auswertung der Schattenbilder bestätigten Zusammenhang, dass der Kegelwinkel eines Sprays mit steigender Gasdichte zunimmt, das Spray also mit



steigender Gasdichte breiter wird. Diese Korrelation basiert jedoch ausschließlich auf optischen Untersuchungen und bezieht sich daher auch nur auf die Form der sichtbaren äußeren Hülle des Sprays, nicht jedoch auf die darin vorkommenden Geschwindigkeiten. LCV-Messungen liefern dagegen keine systematischen Informationen zum Volumenanteil der flüssigen Phase oder zur optischen Dichte des Sprays.

Der scheinbare Widerspruch kann durch die Annahme aufgelöst werden, dass Strukturen (Tröpfchen), die *außerhalb des dichten Sprays* in einer gewissen Entfernung ( $h, r$ ) zu Spritzlochaustritt und Sprayachse *detektiert* werden, sich *vorher* (d.h. bei geringerem Abstand zum Spritzloch-Austritt) vom Spraykern gelöst haben müssen. Je höher der Abstand zum dichten Kern des Sprays, desto früher muss die betrachtete Struktur sich vom Hauptstrahl abgespalten haben. Die außerhalb des Windschattens des Hauptsprays zurückgelegte Strecke ist daher länger und die aerodynamische Abbremsung entsprechend stärker. Zusätzlich kann angenommen werden, dass Strukturen, die in großem Abstand zum dichten Spray registriert werden, sich größtenteils mit hoher radialer, aber geringer axialer Geschwindigkeit vom Hauptspray gelöst haben, während Strukturen, die in der Nähe des Hauptsprays registriert werden, sich mit hoher axialer, aber geringer radialer Geschwindigkeit gelöst haben.

Dieses Modell lässt sich wie folgt auf die beiden experimentell untersuchten Fälle anwenden:

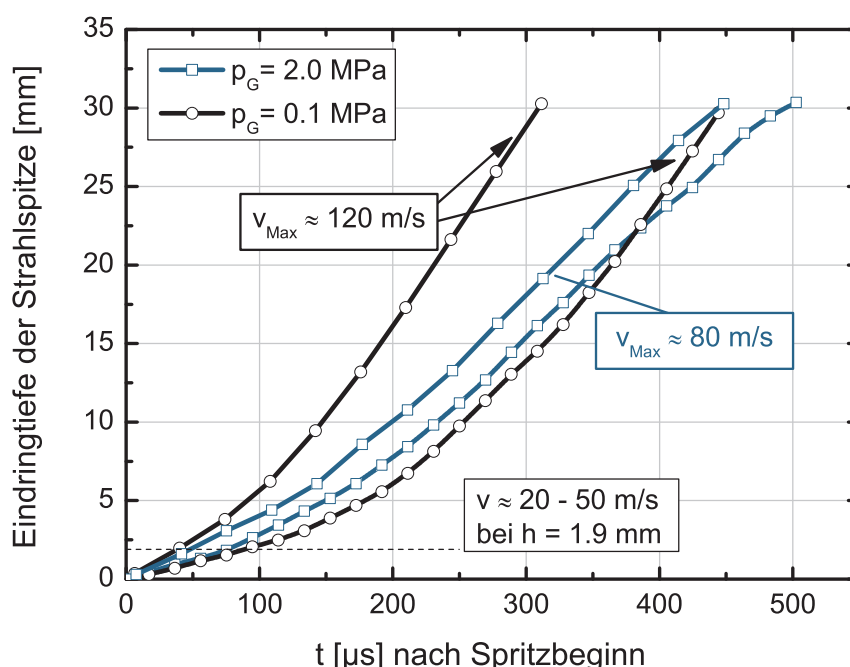
**$p_G = 0.1 \text{ MPa}$  ( $\rho_G = 1.1 \text{ kg m}^{-3}$ )** Der Bereich sehr schneller Strukturen ( $v \sim v_{Ber}$ ) ist etwas ausgedehnter als der Spritzlochdurchmesser bzw. der Durchmesser des sehr dichten Sprays. Er wird durch Ligamente und Tröpfchen gebildet, die sich gerade vom Hauptstrahl gelöst haben. Aufgrund des vergleichsweise geringen aerodynamischen Widerstands können solche Strukturen längere Strecken zurücklegen, bevor sie viel Geschwindigkeit verlieren. Sie bewegen sich teilweise leicht nach außen, weshalb das Gebiet hoher Geschwindigkeiten sich mit wachsendem Abstand zum Spritzloch ausdehnt.

Etwas weiter außerhalb des dichten Sprays folgt eine Zone, innerhalb der die Geschwindigkeit langsam, aber kontinuierlich abnimmt. Der Geschwindigkeitsgradient kommt durch den im vorherigen Absatz beschriebenen Mechanismus zustande und ist aufgrund der niedrigen Gasdichte nicht sehr steil. In sehr großen Abständen zur Sprayachse befinden sich nur noch sehr wenige Tröpfchen, die ihre hohe Startgeschwindigkeit allerdings nur zu einem kleinen Teil abgebaut haben.

**$p_G = 2.0 \text{ MPa}$  ( $\rho_G = 23 \text{ kg m}^{-3}$ )** Die Breite des zentralen Bereichs schneller Strukturen entspricht ziemlich genau dem Spritzloch-Austrittsdurchmesser von  $D_{SL} = 154 \text{ }\mu\text{m}$ . Außerhalb des Hauptstrahls werden Tröpfchen aufgrund der hohen Gasdichte sofort aerodynamisch stark abgebremst. Da sich Tröpfchen, die sich in größerer Entfernung zur Sprayachse befinden, von solchen, die sich noch in ihrer Nähe aufhalten, u.a. durch ihre höhere „freie Flugzeit“ unterscheiden, sind erstere erheblich länger den aerodynamischen Kräften außerhalb des Windschattens ausgesetzt gewesen und daher deutlich langsamer als letztere. Die größeren Geschwindigkeitsgradienten sind daher eine direkte Folge des stärkeren, mit der Gasdichte zunehmenden aerodynamischen Widerstands. Aufgrund der deutlich höheren Zahl (kleiner) Tropfen, die bei hohen Gasdichten erzeugt werden, ist die Validierungsrate im Bereich mittlerer Abständen zur Sprayachse ( $|r| \sim 150 \text{ }\mu\text{m}$ ) höher als unter atmosphärischen Bedingungen. In sehr hohen Abständen zur Sprayachse ( $r \sim 400 \text{ }\mu\text{m}$ ) werden jedoch – im Gegensatz zu den atmosphärischen Messungen – keine Geschwindigkeiten mehr validiert. Die wenigen Tröpfchen, die sich in diesen Regionen aufhalten, haben bereits so viel Geschwindigkeit verloren, dass ihr Nachweis mittels LCV sehr schwierig ist, da ihre Flugrichtung nicht mehr notwendigerweise der Ausrichtung der Messvolumen entspricht.

### Vergleich: LCV-Messungen und Eindringverlauf

Schattenbilder der Sprays wurden nicht nur im Primärzerfallsbereich aufgezeichnet, sondern mit Hilfe einer Hochgeschwindigkeitskamera<sup>7</sup> auch im Sekundärzerfallsbereich. Dabei kam eine kontinuierliche Lichtquelle zum Einsatz, wobei die Belichtungszeit durch die Kamera auf  $1\ \mu\text{s}$  begrenzt wurde, woraus eine tolerierbare Bewegungsunschärfe resultiert. Mit dem verwendeten Aufbau konnte das Spray bis zu 30 mm nach Spritzlochaustritt beobachtet werden. Die Auswertung des Eindringverhaltens aus dem Bildmaterial ist einfach, da die Strahlspitze jeweils gut erkennbar ist und sich so deutlich vom Hintergrund abhebt, dass die Ergebnisse nicht signifikant vom verwendeten Verfahren abhängen. Einige Einspritzverläufe sind in Abbildung 5.18 dargestellt. Ein Vergleich mit den am LCV gemessenen Geschwindigkeiten ist bei der Charakterisierung des Sprayverhaltens hilfreich.



**Abbildung 5.18:** Eindringtiefe der Strahlspitze bei  $p_E = 22\ \text{MPa}$ . Für jeden Betriebspunkt wurden 2 Einspritzungen ausgewertet: die langsame Kurve entspricht dabei der ersten Einspritzung nach einer Ruhephase des verwendeten Injektors. Dabei dauert das Öffnen der Nadel zu Spritzbeginn etwas länger als unter normalen Bedingungen, unter denen der Injektor pro Zeiteinheit eine vorgegebene Zahl an Einspritzungen absetzt [25]. Abgesehen von einer zeitlichen Verzögerung hat dieses Verhalten jedoch keinen Einfluss auf die spätere Entwicklung des Sprays, und die jeweiligen Kurven verlaufen parallel.

Die Steigung des Eindringverlaufs gibt die Geschwindigkeit der Strahlspitze wieder. Zu Beginn der Einspritzung ist eine kurze Phase *scheinbarer* Beschleunigung zu erkennen. Die LCV-Messungen (Abb. 5.15) zeigen, dass am Anfang der Einspritzung die *an einem festen Ort* gemessenen Geschwindigkeiten zunehmen, da aufgrund des zunehmenden Nadelhubs der Systemdruck

<sup>7</sup>Phantom v7.0, 200 mm - Objektiv, Bildabstand  $19.4\ \mu\text{s}$

$p_E$  immer weniger gedrosselt wird. Für die (nicht ortsfeste) Strahlspitze bedeutet dies, dass langsame, früh eingespritzte Flüssigkeitspakete von später eingespritzten, schnelleren Tröpfchen eingeholt werden. So lange sich diese Tröpfchen im Windschatten der Strahlspitze bewegen, erfahren sie zudem einen geringeren aerodynamischen Widerstand als die Sprayfront, die die umgebende Atmosphäre verdrängen muss. Aus diesem Grund muss die Dichte ( $\sim$  Volumenanteil der flüssigen Phase) in der Strahlspitze höher sein als an anderen Stellen im Spray, was durch Röntgenbilder von Dieselsprays bestätigt wird (s. z.B. [94] für den Sekundärzerfallsbereich, [117, 46] für den Primärzerfallsbereich). Wenn schnelle Flüssigkeitspakete die langsameren Fluidteilchen einholen, die die Strahlspitze bilden, können sie diese überholen oder anschieben (etwa durch Tropfenkollisionen oder induzierte Bewegungen und Druckverteilungen in der Gasphase). Die Strahlspitze ist daher ein dynamisches Gebilde: die Strukturen, aus denen sie besteht, werden ständig ausgetauscht. Die Geschwindigkeit der Strahlspitze kann daher auch zunehmen, ohne dass einzelne Tropfen beschleunigt werden müssen<sup>8</sup>.

Nach der kurzen Phase scheinbarer Beschleunigung zu Beginn der Einspritzung erreicht die Strahlspitze eine konstante Geschwindigkeit von etwa 120 m/s unter atmosphärischen Bedingungen und 80 m/s in dichter Atmosphäre. Der lineare Verlauf ist aus den Modellen HIROYASUS [5] bekannt, wobei dort allerdings eine von den Umgebungsbedingungen unabhängige Geschwindigkeit vorausgesagt wird. In den Eindringverläufen in dichter Atmosphäre kann eine dritte Phase erkannt werden, die in der Literatur als „komplett entwickeltes Spray“ bezeichnet wird. Sie zeichnet sich durch eine Abnahme der Strahlspitzengeschwindigkeit aus (die Eindringtiefe ist nunmehr nur noch zu  $t^{1/2}$  proportional). Der Übergang wird als Aufbruchpunkt bezeichnet und ist unter atmosphärischen Bedingungen nicht sichtbar, da er sich in größerem Abstand als 30 mm vom Spritzlochaustritt und damit außerhalb des Bildbereichs befindet.

Die Geschwindigkeit der Strahlspitze liegt am Ort der LCV-Messungen ( $h = 1.9$  mm) zwischen 20 und 50 m/s und ist damit in guter Übereinstimmung mit dem ersten LCV-Messwert am Anfang der Einspritzung, der unabhängig von Gegendruck und Abstand zur Sprayachse bei etwa 25 m/s liegt (Abb. 5.15).

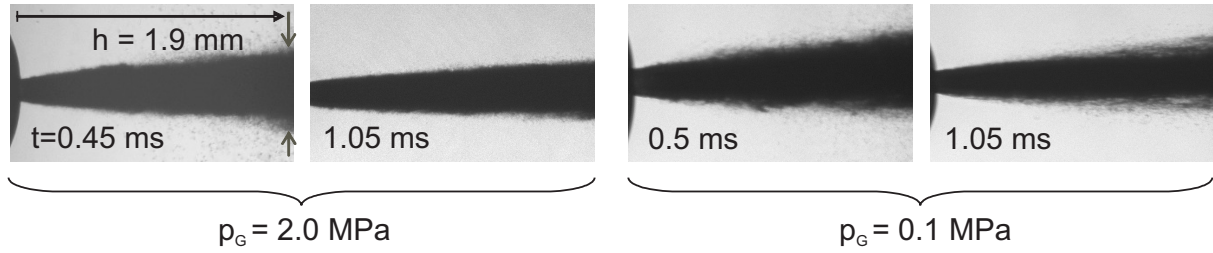
#### 5.4.2 Geschwindigkeitsmessungen bei hohem Einspritzdruck: $p_E = 80$ MPa

##### Analyse der Schattenaufnahmen

Im Gegensatz zu den Untersuchungen mit niedrigerem Raildruck können keine deutlich unterschiedlichen Phasen der Strahlentwicklung erkannt werden. Spraystruktur (Abb. 5.19) und Kegelwinkel (Abb. 5.20) bleiben während der gesamten Einspritzung nahezu konstant. Dies liegt am sehr schnellen Druckaufbau im Sackloch: einerseits nimmt die Nadelgeschwindigkeit mit steigendem Raildruck zu, andererseits ist die Drosselung im Nadelsitz aufgrund des sehr geringen Durchflusses der Einlochdüse nur bei sehr geringem Nadelhub maßgeblich für die Strömung im Spritzloch.

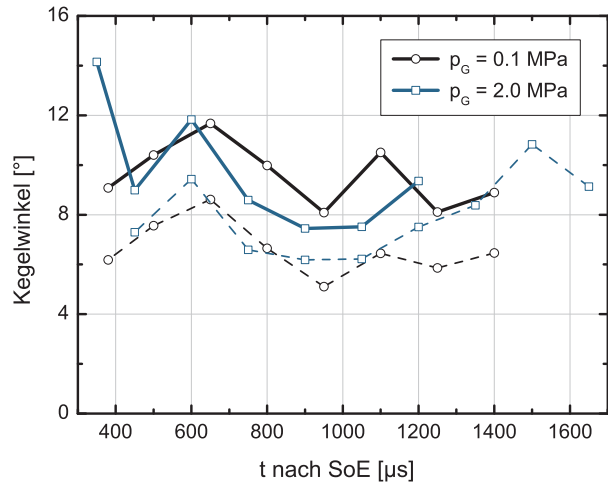
Zu Beginn der Einspritzung ( $t = 0.45/0.5$  ms) ist zu erkennen, dass sich in dem Gebiet außerhalb des dichten Sprays zahlreiche isolierte Tröpfchen befinden, die zu späteren Zeitpunkten weitestgehend aus dem Bildbereich verschwunden sind. Auf die mittels Bildauswertung bestimmte Breite der Sprays haben diese Tröpfchen keinen Einfluss, da der dichte Zentralbereich dafür alleine maßgebend ist.

<sup>8</sup>Einzelne, sehr langsame Tropfen können durch die induzierte Gasbewegung erfasst und dadurch tatsächlich beschleunigt werden, wobei dieser Effekt nur eine untergeordnete Rolle spielt.



**Abbildung 5.19:** Schattenbilder ( $p_E = 80$  MPa, Bildausschnitt  $2.0 \times 1.1$  mm). Der Zeitpunkt  $t = 1.05$  ms ist repräsentativ für die quasistationäre Phase der Einspritzung und entspricht der vollen Auslenkung der Düsenadel.

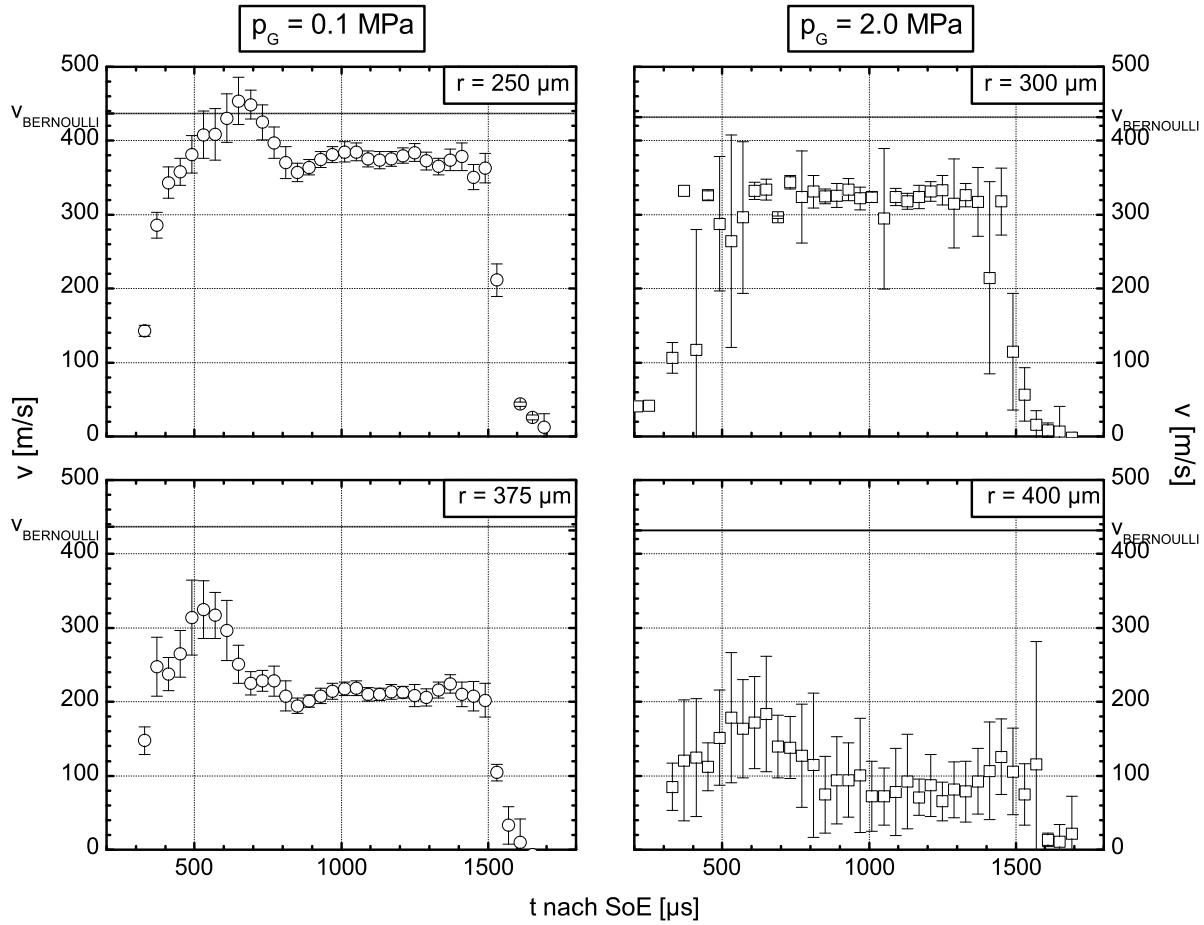
**Abbildung 5.20:** Zeitliche Entwicklung des Mikrokegelwinkels bei  $p_E = 80$  MPa, anhand der Mittelwertbilder (durchgezogene Linien, s. auch Abb. 4.10 und [2]) bzw. manuell ausgewertet (gestrichelte Linien). Wie bei  $p_E = 22$  MPa führt die (subjektive) manuelle Auswertung zu geringeren Absolutwerten, aber zur gleichen zeitlichen Entwicklung wie die automatische Auswertung der gemittelten Bilder.



Eine Abhängigkeit des Mikrokegelwinkels von der Gasdichte ist nicht zu erkennen. Die beiden untersuchten Fälle führen aber zu stark unterschiedlichen Formen des Übergangsgebietes zwischen dem Spray und der umgebenden Atmosphäre. Bei geringer Gasdichte kann ein relativ breites Gebiet identifiziert werden, dessen optische Dichte mit zunehmendem Abstand zur Sprayachse abnimmt. Darin befinden sich längliche, parallel zur Ausbreitungsrichtung des Sprays liegende Strukturen (Ligamente) und zahlreiche einzelne Tröpfchen. Bei hoher Gasdichte sind im Übergangsgebiet, dessen Ausdehnung geringer erscheint als unter atmosphärischen Bedingungen, nur noch kleine Tröpfchen, aber keine Ligamente mehr sichtbar. Innerhalb des optisch kaum zugänglichen Kerngebietes können sich natürlich nach wie vor größere Tropfen oder Ligamente befinden. Der Kegelform des Sprays entspricht ein mit steigendem Abstand zum Spritzloch zunehmendes Volumen, das dem flüssigen (nahezu inkompressiblen) Kraftstoff zur Verfügung steht. Die Aufweitung des Sprays ist demnach ein sicherer Indikator dafür, dass innerhalb des optisch unzugänglichen Bereichs intensive Zerfallsprozesse stattfinden.

In Übereinstimmung mit den Ergebnissen SCHUGGERS [132, 129] mit verrundeten Einspritzdüsen ist bei hohem Einspritzdruck, trotz einer kavitationsfreien Innenströmung<sup>9</sup>, auch unmittelbar nach Spritzlochaustritt kein ungestörter Freistrahle zu erkennen, was durch die zunehmende Turbulenz im Spritzloch erklärt wird.

<sup>9</sup>Bei  $p_E = 80$ ,  $p_G = 2$  MPa ist die Kavitationszahl mit  $K \approx 39$  deutlich geringer als bei  $p_E = 22$ ,  $p_G = 0.1$  MPa mit  $K \approx 219$ . Bei geringem Einspritzdruck ist aber unabhängig vom Gegendruck ein intakter Strahlkern erkennbar.



**Abbildung 5.21:** Geschwindigkeitsverläufe bei  $p_E = 80$  MPa,  $h = 1.9$  mm für ausgewählte Abstände  $r$  zur Spray-Achse.

### LCV-Messungen

Geschwindigkeitsverläufe, die bei  $p_E = 80$  MPa und zwei verschiedenen Gasdichten gemessen wurden, sind in Abb. 5.21 dargestellt. Die Versuchsbedingungen entsprechen denen der Messreihen bei  $p_E = 22$  MPa, wobei die Messreihen jedoch deutlich häufiger unterbrochen werden mussten, um die Fenster der Druckkammer zu demontieren und zu reinigen. Aufgrund der intensiveren Zerstäubung und der daraus resultierenden größeren Zahl kleiner Tröpfchen ist die optische Dichte des Sprays bei 80 MPa so hoch, dass beim untersuchten Abstand von  $h = 1.9$  mm in der Nähe der Spray-Achse das Signal-Rausch-Verhältnis unzureichend (s. auch Abb. 5.11) ist und folglich keine Geschwindigkeitsmessungen möglich waren. In den weniger dichten Randbereichen des Sprays konnten die Geschwindigkeitsverläufe zwar erfolgreich bestimmt werden, das Fehlen des vollständigen Geschwindigkeitsprofils erschwert aber deren Interpretation. Die Werte der Koordinate  $r$  dürfen demnach nicht als exakter Abstand zur Spray-Mitte gedeutet werden; nur die relativen Verschiebungen zwischen verschiedenen Messpunkten sind genau bekannt.

Ein Vergleich mit den Schattenaufnahmen zeigt, dass die ersten Messpunkte aus Abb. 5.21 ( $r = 250 \mu\text{m}/p_G = 0.1$  MPa bzw.  $r = 300 \mu\text{m}/p_G = 2$  MPa) dem Grenzgebiet zwischen dichtem Spray und Umgebung zuzuordnen sind. Die Verläufe  $v(t)$  ähneln solchen, die bei anderen Bedingungen im dichten Spraykern gemessen wurden: Die Maximalwerte liegen knapp unter

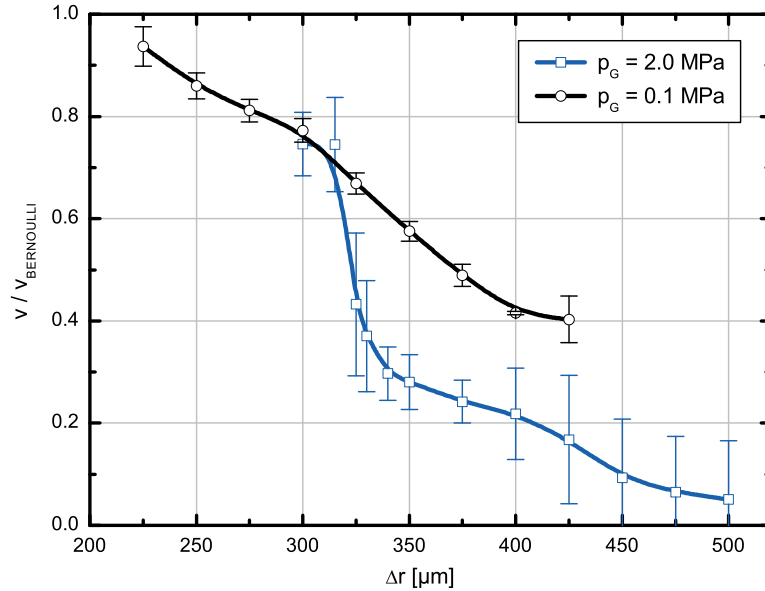
der Bernoulli-Geschwindigkeit und die Streuung zwischen den Messwerten ist relativ gering. Eine ausgeprägte Phase zu Beginn der Einspritzung, in der die Spraygeschwindigkeit mit der Zeit ansteigt, ist im Gegensatz zu den Messungen bei geringem Raildruck nicht erkennbar: Der Geschwindigkeitsbereich der quasistationären Phase ( $t = 0.8 - 1.4$  ms) wird fast sofort erreicht, nachdem die ersten Tröpfchen die Detektionsvolumen passieren. Dieses Verhalten deckt sich mit den Erwartungen aus der Analyse der zeitlichen Entwicklung der Strahlwinkel (Abb. 5.20), bei der zu Spritzbeginn keine wesentlich größeren Kegel als zu späteren Zeitpunkten festgestellt werden können.

Dennoch erinnert die leichte Geschwindigkeitsüberhöhung am Anfang der Einspritzung ( $t = 500 - 700$   $\mu$ s), die auch bei Messpunkten in größerer Entfernung zur Spray-Achse noch zu erkennen ist, an ein bereits von achsenfernen Messpunkten bekanntes Verhalten (z.B. Abb. 4.30, 4.35, 5.16). Höhere Geschwindigkeiten am Anfang (und am Ende) der Einspritzung werden dort durch die zeitliche Entwicklung des Mikro-Kegelwinkels erklärt, der zu diesen Zeiten höhere Werte aufweist als während der quasistationären Phase. Die Geschwindigkeitsverläufe in höherem Abstand von der Spray-Mitte ( $r = 375$   $\mu$ m/ $p_G = 0.1$  MPa bzw.  $r = 400$   $\mu$ m/ $p_G = 2$  MPa) in Abb. 5.21) zeigen aber, dass dieses Verhalten hier nur schwach ausgeprägt ist. Amplitude und Dauer der Geschwindigkeitserhöhung sind nämlich nicht höher als bei den achsennäheren Messpunkten, und die Geschwindigkeiten in der quasistationären Phase sind zwar vergleichsweise niedrig, zeitlich aber ungefähr konstant.

Die Zusammenfassung der Geschwindigkeitsmessungen zu einem radialen Profil findet sich in Abbildung 5.22. Das verwendete Zeitfenster liegt dabei vollständig im quasistationären Bereich der Einspritzung, entspricht vollem Nadelhub und den Schattenbildern aus Abb. 5.19. Ein Vergleich mit Abb. 5.17 zeigt, dass sowohl bei hoher als auch bei geringer Gasdichte die Übergangsbereiche breiter sind als bei einem Einspritzdruck von  $p_E = 22$  MPa. Obwohl die Geschwindigkeitsmessungen in der Spray-Mitte nicht erfolgreich waren, kann darüber hinaus (trotz der Ungenauigkeit bei  $r$  mit ausreichender Sicherheit) festgestellt werden, dass auch die schnellen Bereiche in der Umgebung der Spray-Achse weiter nach außen reichen. Diese Ergebnisse werden durch die Auswertung des Bildmaterials ergänzt und bestätigt, da die Sprays im quasistationären Bereich bei  $p_E = 80$  MPa deutlich breiter erscheinen als bei  $p_E = 22$  MPa (Abb. 5.14, 5.20).

Erneut zeigt sich, dass die Übergangszone zwischen dem dichten, *schnellen* Spraykern und der umgebenden, *langsamen* Tröpfchen enthaltenden Atmosphäre bei höherer Gasdichte *schmäler* ist als unter atmosphärischen Bedingungen. Während die atmosphärischen Messungen keine Hinweise auf Tröpfchen mit Geschwindigkeiten  $v \sim 0$  liefern liegt bei hoher Gasdichte jenseits des engen Übergangsgebiets ( $r \approx 325 - 375$   $\mu$ m) ein ausgedehnter Bereich mit langsamen ( $v \lesssim 100$  m/s), kleinen Tröpfchen. Deren Anteil am Gesamtvolumen des eingespritzten Kraftstoffs ist jedoch sehr klein, wie aus einer Gegenüberstellung der Daten mit detaillierten Simulationsrechnungen [37] bzw. Röntgenmessungen [89] (die bei ausreichend ähnlichen Bedingungen durchgeführt wurden) erkannt werden kann. Auffällig ist die wesentlich größere Streuung der Messwerte im Übergangsgebiet im Fall des dichten Umgebungsgases. Die in Abschnitt 5.4.1 beschriebene Modellvorstellung liefert hierfür eine mögliche Erklärung:

1. Es erscheint plausibel, dass Flugrichtung und Geschwindigkeit von Tröpfchen, die sich vom Hauptspray lösen, nicht eindeutig bestimmt sind. Aktuelle Primärzerfallsmodelle, etwa von SCHOTT [127], gehen davon aus, dass bei der Abspaltung eines (kleinen) Sekundärtropfens von einem (großen) Primärtropfen nur ein Teil der überschüssigen Energie für die Vergrößerung der Oberfläche aufgewendet wird und der Rest dem Sekundärtropfen in Form von kinetischer Energie zur Verfügung steht.



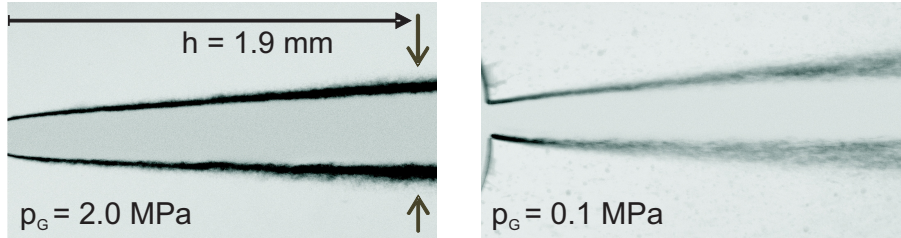
**Abbildung 5.22:** Geschwindigkeitsprofile bei  $p_E = 80$  MPa,  $h = 1.9$  mm. Das betrachtete Zeitfenster ist  $t = 1.0 \pm 0.1$  ms.

2. Für jeden außerhalb des dichten Sprays registrierten Tropfen existieren daher zahlreiche mögliche Bahnen mit verschiedenen Ursprungspunkten und verschiedener Länge, auf denen er zum Detektionspunkt geflogen sein kann.
3. Die Wirkung des aerodynamischen Widerstandes vergrößert die Streubreite der möglichen Geschwindigkeiten an einem gegebenen Messpunkt zusätzlich. Bei kurzer Flugbahn wird ein Tröpfchen deutlich weniger stark abgebremst als bei langer Flugbahn; bei vernachlässigbarem Widerstand würde die Streuung dagegen ausschließlich durch unterschiedliche Geschwindigkeiten bei der Tropfenentstehung zustande kommen, und die axialen Komponenten der Geschwindigkeit wären demnach nah an der Geschwindigkeit des Hauptsprays (am Ort der Abspaltung).

Aufgrund der nicht durchführbaren Messungen im schnellen Zentralbereich fehlen belastbare Informationen über dessen Verhalten. Die verfügbaren Daten stehen aber in keinem Widerspruch zu den Schlussfolgerungen aus der Analyse der Profile bei  $p_E = 22$  MPa (Abschnitt 5.4.1). Danach wäre zu erwarten, dass dort – unabhängig von der Gasdichte – näherungsweise konstant hohe Geschwindigkeiten um  $v_{Ber}$  (437 m/s für  $p_G = 0.1$  MPa, 431 m/s für  $p_G = 0.1$  MPa) vorkommen und die Ausdehnung dieses Bereichs etwas größer ist als der Spritzlochdurchmesser.

Die Breite der Übergangszonen zwischen dem dichten Spray und seiner Umgebung kann auch anhand der Strahlbilder abgeschätzt werden. Hierfür ist die Darstellung als Standardabweichung einer Bildserie (Abb. 4.10) besonders geeignet. Abbildung 5.23 zeigt entsprechende Bilder für den Zeitpunkt  $t = 1.05$  ms, der innerhalb des Zeitfensters der Geschwindigkeitsprofile (Abb. 5.22) liegt. Bei  $p_G = 2.0$  MPa ist der Fluktuationsbereich deutlich schmaler und hebt sich stärker

von der Spraymitte bzw. vom Hintergrund ab als bei  $p_G = 0.1$  MPa. Unter Berücksichtigung der Genauigkeit, mit der die Werte  $r$  des Abstandes zur Sprayachse angegeben werden, kann festgestellt werden, dass die Fluktuationszonen auf den Bildern der Standardabweichung und die Übergangszonen in den Geschwindigkeitsprofilen aufeinander liegen.



**Abbildung 5.23:** Standardabweichung der Schattenbilder (N=39 Einzelbilder,  $p_E = 80$  MPa, Bildausschnitt  $2.0 \times 1.1$  mm). Zur besseren Sichtbarmachung der Fluktuationszone wurden die Grauwerte der Bilder invertiert.

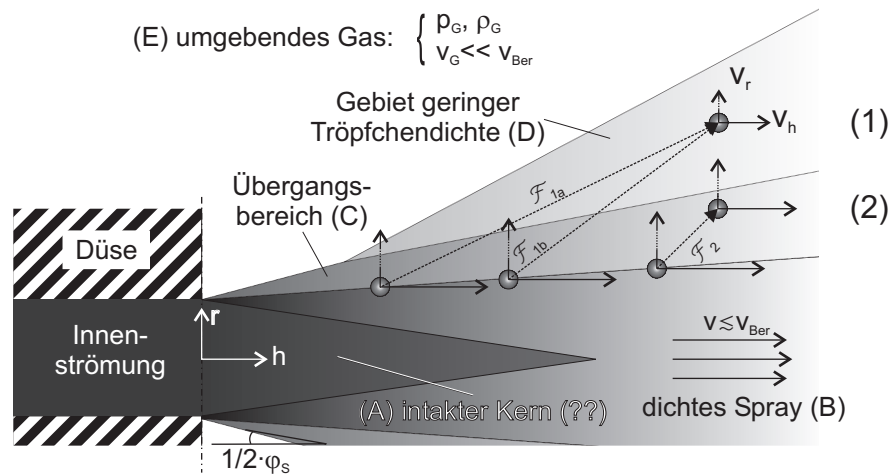
Ein stark vereinfachtes, schematisches Modell des Primärzerfallsgebiets von Dieselsprays, das auf den experimentellen Ergebnissen beruht, die im Rahmen der vorliegenden Arbeit erzielt wurden, ist in Abbildung 5.24 dargestellt. In erster Linie soll es bei der Interpretation von gemessenen Geschwindigkeitsprofilen hilfreich sein.

Die Analyse von Schattenaufnahmen legt nahe, das Primärzerfallsgebiet in mehrere Zonen unterschiedlicher Dichte (bzw. Volumenanteil der flüssigen Phase) zu unterteilen: der dichte Strahlkern (B) ist von einer Übergangszone mittlerer Dichte (C) umgeben, außerhalb der sich wiederum ein Bereich befindet, in dem sehr wenige, vereinzelte Tröpfchen vorkommen (D). In großer Entfernung von der Sprayachse ruht die umgebende Atmosphäre (E). Form oder Existenz eines eventuellen *intakten* Strahlkerns (A) sind für die folgenden Überlegungen nicht relevant. Dem mikroskopischen, anhand von Strahlbildern definierten Kegelwinkel  $\varphi_S$  entspricht etwa die Mitte der Übergangszone (C). Bei hoher atmosphärischer Dichte sind in (C) nur noch Gruppen zahlreicher Tröpfchen sichtbar, bei geringer Dichte sind dagegen auch kleinere Tropfengruppen und größere Ligamente erkennbar.

Die Modellvorstellung beruht darauf, dass im Grenzgebiet zwischen (B) und (C) einzelne Tröpfchen von größeren Strukturen abgespalten werden und anschließend nach außen fliegen. Größe und Geschwindigkeit der Tröpfchen sind dabei nicht eindeutig vorgegeben; im Moment der Abspaltung entspricht die Axialgeschwindigkeit  $v_h$  aber weitestgehend der Hauptgeschwindigkeit  $v$  des Sprays ( $v_h \sim v$ ). Über die radiale Komponente  $v_r$  werden keine spezifischen Annahmen gemacht. In den dichten Bereichen des Sprays entspricht, zumindest während der quasistationären Phase der Einspritzung, die Geschwindigkeit des mitgeschleppten Gases etwa der des Kraftstoffs. In den äußeren Bereichen (C) und (D) fließt Gas in die Strahlwurzel hinein, wobei die Geschwindigkeit deutlich unter der des Sprays liegt [131, 141, 106, 116, 142]. Schnelle Tröpfchen, die sich außerhalb des dichten Sprays befinden werden daher aufgrund des Luftwiderstandes stark abgebremst; innerhalb des Sprays sind die aerodynamischen Kräfte jedoch gering.

Tröpfchen, die weit außerhalb des Hauptsprays nachgewiesen werden (1), haben seit ihrer „Entstehung“ eine lange Strecke zurückgelegt und dementsprechend Geschwindigkeit verloren. Da der Ursprung des Tröpfchens nicht bekannt ist gibt es zahlreiche mögliche Flugbahnen unterschiedlicher Länge (in Abb. 5.24 sind 2 mögliche Strecken durch  $\mathcal{F}_{1b}$ ,  $\mathcal{F}_{2b}$  angedeutet), auf denen das Tröpfchen unterschiedlich stark abgebremst wird. Daraus resultiert bei (1) eine starke Streuung der gemessenen Geschwindigkeiten.

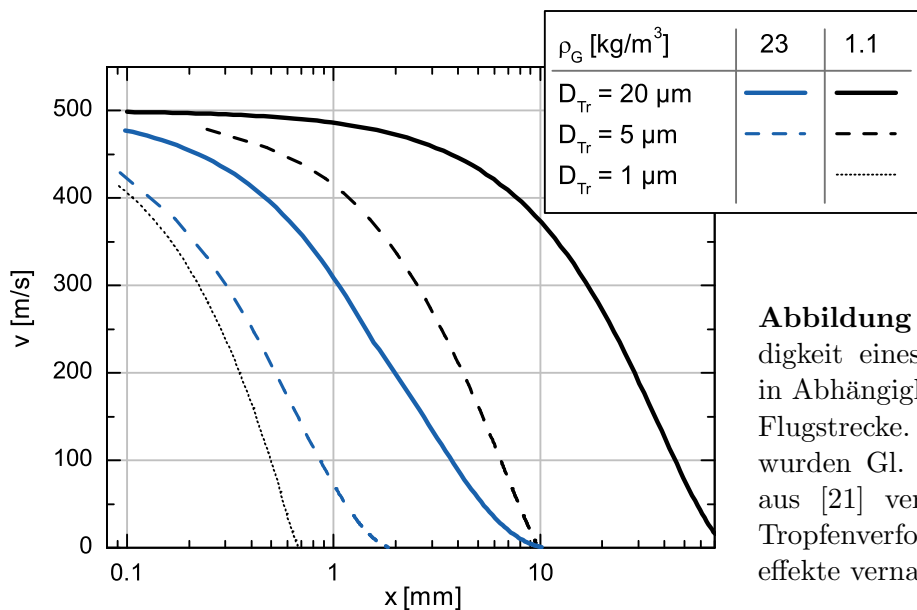




**Abbildung 5.24:** Schematisches Modell des Primärzerfallsgebiets eines Dieselsprays (Schnitt durch die Spraymitte; nur die obere Hälfte ist dargestellt).

Tröpfchen, die in der Nähe des dichten Sprays nachgewiesen werden (2) haben dagegen eine deutlich kürzere Strecke zurückgelegt und werden daher, trotz ähnlicher Startbedingungen, mit höherer Restgeschwindigkeit registriert. Da bei der Abspaltung  $v_r \ll v_h$  sein sollte ist die Zahl der möglichen Bahnen (ein Beispiel wäre  $\mathcal{F}_2$ ) und dementsprechend die Streuung der Geschwindigkeiten deutlich geringer.

Eine Berechnung der Weglängen  $x$ , die ein einzelnes Tröpfchen (Durchmesser  $D_{Tr}$ , Startgeschwindigkeit  $v_0 = 500$  m/s, wobei die Ergebnisse durch Verschiebung der  $x$ -Achse auf andere Startgeschwindigkeiten übertragen werden können) in einer ruhenden Gasatmosphäre (Dichte  $\rho_G$ ) zurücklegen kann, bevor es den Großteil seiner Geschwindigkeit verloren hat, bestätigt die Plausibilität des Modells und seiner Anwendung auf die vorgestellten experimentellen Resultate (Abb. 5.25).



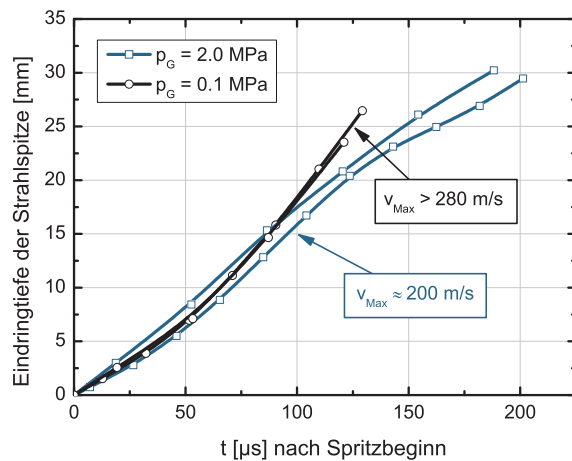
**Abbildung 5.25:** Restgeschwindigkeit eines einzelnen Tröpfchens in Abhängigkeit der zurückgelegten Flugstrecke. Bei der Berechnung wurden Gl. 2.9 und  $c_W/Re$ -Werte aus [21] verwendet, Zerstäubung, Tropfenverformung und Überschalleffekte vernachlässigt.

Ein Tropfendurchmesser von  $D_{Tr} = 20 \mu\text{m}$  kann als obere Grenze für abgespaltene Tropfen gelten, denn solche Tropfen sind auf Schattenaufnahmen nicht zu erkennen, obwohl ihre Größe deutlich oberhalb der Auflösungsgrenze des verwendeten optischen Aufbaus liegt. Für ein schnelles  $5 \mu\text{m}$  - Tröpfchen ist der Geschwindigkeitsverlust innerhalb eines Millimeters unter atmosphärischen Bedingungen gering, bei  $\rho_G = 23 \text{ kg m}^{-3}$  aber fast vollständig. Daher ist es nicht überraschend, in den Randbereichen des Sprays unter den erstgenannten Bedingungen hohe, unter letztgenannten Bedingungen aber niedrige Geschwindigkeiten vorzufinden.

### Vergleich: LCV-Messungen und Eindringverlauf

Der Eindringverlauf der Strahlspitze bei einem Einspritzdruck von  $p_E = 80 \text{ MPa}$  ist in Abb. 5.26 dargestellt. Ein ähnliches Verhalten wie bei  $p_E = 22 \text{ MPa}$  (Abschnitt 5.4.1) ist zu beobachten: einer kurzen Phase, in der die Strahlspitze scheinbar schneller wird, folgt eine Etappe mit konstanter Geschwindigkeit. Bei den Messungen in dichter Atmosphäre wird anschließend eine Verlangsamung der Strahlspitze festgestellt, die Aufbruchlänge liegt bei etwa 23 mm. Unter atmosphärischen Bedingungen liegt sie außerhalb des Bildbereiches und kann nicht beobachtet werden. Wiederum sind die Maximalgeschwindigkeiten der Strahlspitze nicht unabhängig von der Gasdichte. Ihre Werte sind mehr als doppelt so hoch als bei  $p_E = 22 \text{ MPa}$ , das Verhältnis von Maximalgeschwindigkeit der *Strahlspitze* zu Maximalgeschwindigkeit *innerhalb des Sprays* scheint also mit steigendem Einspritzdruck zuzunehmen. Der Effekt kann aber vermutlich durch das schnellere Öffnen der Nadel erklärt werden, denn zu den Zeitpunkten, wo die Strahlspitze noch beobachtet werden kann, hat die Düsenadel ihre volle Auslenkung noch nicht erreicht.

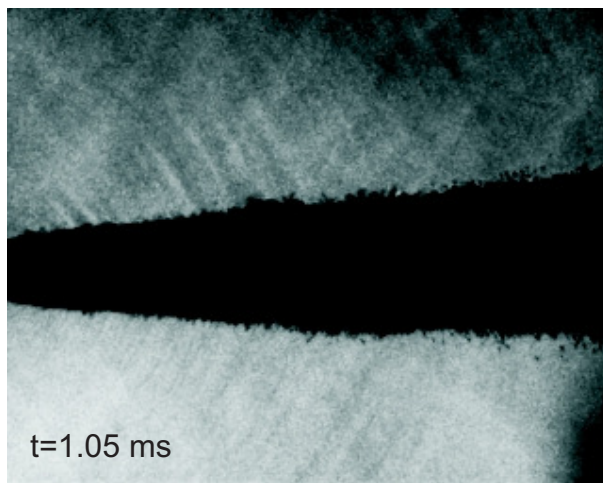
**Abbildung 5.26:** Eindringtiefe der Strahlspitze bei  $p_E = 80 \text{ MPa}$ . Wie bei  $p_E = 22 \text{ MPa}$  wurden Hochgeschwindigkeitsaufnahmen von 2 verschiedenen Einspritzungen ausgewertet; die Unterschiede zwischen der ersten und einer späteren Einspritzung sind aber gering.



Die Schallgeschwindigkeit in Luft oder Stickstoff ist (bei konstanter Temperatur) unabhängig von Druck oder Gasdichte. Sie liegt bei 348 bzw. 353 m/s ( $T = 300 \text{ K}$ ) und ist damit deutlich geringer als die Maximalgeschwindigkeit im Spray, die bei  $p_E = 80 \text{ MPa}$  gemessen wird. Daher ist zu erwarten, dass sich in der Umgebung des Strahls Stoßwellen bilden. Solche Stoßwellen sind unter verschiedenen Bedingungen auch schon experimentell nachgewiesen worden [94, 127]. Ob sie auch unter motorischen Bedingungen auftreten ist umstritten, denn einerseits sollte die Schallgeschwindigkeit aufgrund höherer Temperaturen im Motor deutlich über 600 m/s liegen, andererseits kann durch Vermischung von Gas mit Kraftstoffdampf - etwa nach einer Voreinspritzung - die Schallgeschwindigkeit stark abgesenkt werden [107, 95].

Bei bisherigen Experimenten zu dieser Thematik [94] wurden die Versuchsbedingungen so gewählt, dass die Geschwindigkeit der Strahlspitze größer wird als die Schallgeschwindigkeit. An

den vorliegenden Eindringkurven (Abb. 5.26) ist aber deutlich zu erkennen, dass ein Einspritzdruck von 80 MPa hierfür nicht ausreicht. Schattenaufnahmen der Sprays zeigen aber dennoch Stoßwellen (Abb. 5.27), die nicht von der Strahlspitze ausgehen und demnach auf die höheren Geschwindigkeiten im dichten Strahlkern zurückgeführt werden müssen<sup>10</sup>. Stoßwellen führen zu einer lokalen Variation der Gasdichte und damit des Brechungsindex  $n$  (Gl. 5.7). Ausreichend schnelle oder große Änderungen von  $n$  sind daher auch auf Schattenaufnahmen ( $\propto \nabla^2 n$ , Gl. 3.8) sichtbar, die Empfindlichkeit ist aber deutlich geringer als bei Schlierenbildern [135]. Aus diesem Grund können die Stoßwellen nur bei den Einspritzungen in dichter Atmosphäre (d.h. mit hohem Brechungsindex) beobachtet werden, obwohl unter atmosphärischen Bedingungen noch höhere Geschwindigkeiten auftreten.



**Abbildung 5.27:** Stoßwellen in der Umgebung eines mit  $p_E = 80$  MPa eingespritzten Kraftstoffstrahls,  $\rho_G = 23 \text{ kg m}^{-3}$ . Zur Sichtbarmachung wurde der Kontrast des Bildes angepasst. Bildausschnitt  $2 \times 1.6 \text{ mm}$ .

Auch KIRMSE ET AL. haben an einem LCV-Prüfstand Versuchsreihen durchgeführt [71, 72, 73], in denen der Einfluss der Gasdichte untersucht wurde. Anhand von Schlierenbildern konnten sie bei einem Einspritzdruck von  $p_E = 80$  MPa ebenfalls Stoßwellen in der Umgebung des Dieselsprays nachweisen. Insgesamt kann festgestellt werden, dass KIRMSES Ergebnisse und die dieses Kapitels zueinander konsistent sind und sich gegenseitig ergänzen. Es wird aber auch von einem interessanten Effekt berichtet, der im Rahmen dieser Arbeit nicht beobachtet werden konnte und darauf basieren soll, dass das Auftreten von Stoßwellen mit periodischen Oszillationen des Brechungsindex des Kammergases verbunden ist. Beim Einsatz von optischen Fasern mit sehr kleinen Durchmessern (z.B.  $D_F = 50 \text{ }\mu\text{m}$  – die Größe des Messvolumens wird daher nicht mehr durch die Brennpunkte der Laserstrahlen, sondern durch die Abbildung der Faserendflächen in das Spray bestimmt) werden deutlich höhere Geschwindigkeiten beobachtet als beim Einsatz dickerer Fasern (z.B.  $D_F = 1.5 \text{ mm}$ ). Dies wird darauf zurückgeführt, dass die Abbildungen der Brennpunkte aufgrund der Modulation des Brechungsindex sich bewegen und dabei zeitweilig die Faserendflächen nicht mehr treffen. Oberhalb eines ausreichend großen Durchmessers der Fasern tritt der Effekt nicht mehr auf. Um den Effekt zu reproduzieren wurde ein Stichversuch durchgeführt, in dem die jeweiligen Faserendflächen mit Lochblenden (Durchmesser 0.5, 0.2 und 0.1 mm) maskiert und ihr Durchmesser daher effektiv „verkleinert“ wurde. Abgesehen von einer Verschlechterung des Signal-Rausch-Verhältnisses konnten dabei allerdings keine ausgeprägten Veränderungen der Signalverläufe festgestellt werden.

<sup>10</sup>Die Lautstärke der Einspritzungen nimmt beim Durchbrechen der „Schallmauer“ deutlich zu!

## 5.5 Fazit & Ausblick: LCV in dichter Atmosphäre

Mit dem Laser Correlation Velocimeter konnte erstmalig der Einfluss der Gasdichte auf die düsennahen Geschwindigkeitsprofile eines Dieselsprays studiert werden. Es hat sich gezeigt, dass eine Erhöhung der Gasdichte zuerst in den Randbereichen des Sprays zu geringeren Geschwindigkeiten führt und eine schärfere Trennung zwischen dem dichten Kern des Sprays und den wenigen Tröpfchen im Außenbereich zur Folge hat. In Verbindung mit Schattenaufnahmen der Sprays können die zugrunde liegenden Mechanismen gut erklärt werden.

Unter atmosphärischen Bedingungen wurden Messungen sowohl mit der abbildenden als auch mit der Zwei-Fokus LCV-Variante durchgeführt. Der direkte Vergleich der Ergebnisse zeigt, dass die abbildende Variante, die bisher ausschließlich unter atmosphärischen Bedingungen eingesetzt wurde, eine geringere Sensitivität gegenüber steigenden optischen Dichten des Sprays aufweist und daher erst bei noch höheren optischen Dichten nicht mehr dazu in der Lage ist, Spraygeschwindigkeiten zuverlässig zu messen.

Im Vergleich zu den relativ einfachen und schnell durchzuführenden Experimenten unter atmosphärischen Bedingungen sind LCV-Messungen in dichter Atmosphäre mit einem erheblich höherem Aufwand verbunden. Der Einsatz der sehr kompakten, speziell für Geschwindigkeitsmessungen im Primärzerfallsbereich ausgelegten Druckkammer schränkt den zugänglichen Bereich des Sprays stark ein. Die exakte Positionierung der Messvolumen im Spray wird dadurch erschwert, dass die horizontalen Freiheitsgrade durch Verschieben der Druckkammer mittels computergesteuerter Schrittmotoren eingestellt werden, der vertikale Freiheitsgrad aber manuell durch Verschieben einer Linse festgelegt wird. Die Handhabbarkeit des Aufbaus könnte daher durch Motorisierung und Integration in das Steuerungsprogramm der bisher manuell angesteuerten Achse stark verbessert werden. Auch bei der Erzeugung und Charakterisierung der realen Messvolumen innerhalb der Druckkammer sind Aufwand und Schwierigkeitsgrad gegenüber dem einfachen abbildenden Aufbau mit virtuellen Messvolumen, der unter atmosphärischen Bedingungen zum Einsatz kommt, stark erhöht. Daher sollte versucht werden, die abbildende LCV-Variante auch innerhalb der Druckkammer zu verwenden. Ihre Nachteile – ineffiziente Nutzung des Laserlichtes, höhere Tiefenschärfe, langer bzw. gefalteter Strahlengang und die Notwendigkeit, die Druckkammer auch vertikal positionieren zu können – erscheinen nach den bisherigen Erfahrungen weniger schwerwiegend als ursprünglich angenommen und sollten daher in Kauf genommen werden. Ein Vergleich der experimentellen Ergebnisse sollte dann aufzeigen, welche Methode unter welchen Bedingungen die besseren Ergebnisse liefert.

Der innerhalb der Druckkammer optisch zugängliche Bereich des Dieselsprays sollte durch den Einsatz verschieden konstruierter Injektorhalterungen gegenüber dem Status quo erweitert werden. Eine naheliegende Fragestellung ist nämlich, wie schnell die Tröpfchen entlang der Strahlachse, im Windschatten der Strahlspitze, ihre Geschwindigkeit verlieren. Der wichtigste Einflussfaktor ist offensichtlich die Gasdichte. Am ausführlichsten wurde der Geschwindigkeitsverlust im Spray bisher von CHAVES & KIRMSE untersucht, die ihre Daten wie folgt zusammenfassen [32]:

$$\frac{v}{c_d \cdot v_{Ber}} \approx \exp \left\{ -\frac{\rho_G}{\rho_F} \left[ 4.9 + 0.13 \frac{h}{D_{SL}} \right] \right\}. \quad (5.11)$$

Die Details der Düsengeometrie werden in diesem Ansatz nicht berücksichtigt. Da die Strahlspitze bei verrundeten Düsen jedoch schneller in den Brennraum eindringt als bei unverrundeten [16] ist auch in der Geschwindigkeitsabnahme eine explizite Abhängigkeit von der Lochform zu erwarten. Ob der Ansatz 5.11 erweitert werden muss, sollte daher anhand weiterer Messreihen mit Variationen von Gasdichte, Abstand zum Spritzloch und Düsengeometrie geklärt werden.

## 6

## Zusammenfassung und Ausblick

*«Nichts schmerzt so sehr wie fehlgeschlagene Erwartungen, aber gewiss wird auch durch nichts ein zum Nachdenken fähiger Geist so lebhaft wie durch sie erweckt.»*

Benjamin Franklin (1706-1790)

„Räumlich und zeitlich fein aufgelöste Geschwindigkeitsmessungen im Inneren eines Dieselsprays, unmittelbar am Spritzlochaustritt und unter motornahen Randbedingungen“ – so stellte man sich bei Bosch das Ziel vor, als beschlossen wurde, ein Laser Correlation Velocimeter aufzubauen. Gemessen an diesem Maximalziel sind die Ergebnisse dieser Arbeit tatsächlich ernüchternd, da das LCV nicht gleichzeitig alle Forderungen erfüllen kann. Die beim Einsatz optischer Messtechniken grundsätzlich geltende Einschränkung, dass auf dem Weg von der Lichtquelle über das Untersuchungsgebiet zum Detektor nicht zu viel Licht verloren gehen darf, wird auch beim LCV nicht außer Kraft gesetzt. Dementsprechend nehmen Signal-Rausch-Verhältnis und Zuverlässigkeit der Geschwindigkeitsmessungen bei besser werdender Zerstäubung ab. Dass die Entwicklungen, die Dieseleinspritzsysteme in den letzten Jahren mit ihren immer höheren Einspritzdrücken, besser verrundeten und konischen Spritzlöchern mitgemacht haben, den Nebeneffekt haben, die optische Dichte der Sprays zu erhöhen darf aber nicht darüber hinweg täuschen, dass LCV die optische Messtechnik ist, die am *wenigsten empfindlich auf Steigerungen der optischen Dichte reagiert*.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Messtechnik LCV einerseits erweitert und weiterentwickelt, andererseits intensiv zur Durchführung detaillierter Messungen im Primärzerfallsbereich von Dieselsprays genutzt. Dabei wurde parallel an beiden Schwerpunkten gearbeitet, so dass viele der erzielten Fortschritte nicht durchgehend zum Einsatz kommen konnten, sondern nur an wenigen Beispielen die sich daraus ergebenden Verbesserungen demonstriert wurden. Eine Zusammenfassung der Arbeit muss daher diese Aspekte unabhängig voneinander würdigen.

**Messtechnik LCV** Mit dem Laser Correlation Velocimeter wurde eine bereits etablierte, aber wenig verbreitete Messtechnik aufgebaut. Bei Auswahl und Dimensionierung der Komponenten standen zuerst praktische Erwägungen im Vordergrund, so dass es zwischen der ersten Version des Prüfstands und den aus der Literatur bekannten Aufbauten nur geringe Unterschiede gab. Um das Zusammenspiel aller Komponenten zu gewährleisten, musste, entgegen ursprünglichen Plänen, ein komplett neues LABVIEW-Steuerungsprogramm geschrieben werden, was sich

später als sehr glücklich herausstellte. So konnten nämlich zahlreiche neue Funktionen implementiert werden, die an verschiedenen Stellen des Programms ansetzen. Weitere Ergänzungen können jederzeit eingebaut werden, da das Programm modular aufgebaut und gut dokumentiert ist.

Die wichtigste Neuerung ist dabei der Einbau und die Ansteuerung eines Rotationstischs, der es den Messvolumen ermöglicht, der jeweiligen Hauptströmungsrichtung zu folgen. Dadurch wird, insbesondere ab einem Düsenabstand von  $h \geq 1$  mm, der Messbereich in Richtung größerer Abstände zur Sprayachse erweitert.

Die Auswertung der Rohsignale ist für den Benutzer weitestgehend transparent. Die verschiedenen Schritte können während der Versuchsreihen mitverfolgt und detailliert analysiert werden, so dass schnell klar wird, ob an einer bestimmten Stelle im Spray Geschwindigkeiten gemessen werden können und mit welchen Betriebsparametern, Auswertungs- und Validierungskriterien dies am besten zu geschehen hat. Bei den Messkampagnen kann dies zu einer erheblichen Zeiterparnis führen.

LCV eignet sich aufgrund der schnellen Signalauswertung prinzipiell hervorragend dafür, die Stabilität der Geschwindigkeitsverläufe durch wiederholte Messungen bei identischen Betriebsbedingungen zu untersuchen. Die klassische, robuste Art der Datenverarbeitung führt jedoch zu einer systematischen, schlecht quantifizierbaren Unterschätzung der tatsächlichen (u.a. turbulenzbedingten) statistischen Schwankungen in den Geschwindigkeitsverläufen. Um dieses Problem zu lösen, wurde ein aufwendiger Algorithmus entwickelt, der die autoadaptiven Methoden zur Auswertung von Bildern bei der Particle Image Velocimetry zum Vorbild hat. An einem Testfall hat dieser Algorithmus seine Leistungsfähigkeit demonstriert. Zu einem flächendeckenden Einsatz fehlt es jedoch noch an Robustheit, da ein sehr hohes Signal-Rausch-Verhältnis erforderlich ist. Die Ansätze, die sich zur Lösung ähnlicher Probleme bei PIV bewährt haben, können nicht ohne weiteres übernommen werden, da das Datenfeld bei PIV zweidimensional (2 Raumrichtungen), bei LCV jedoch nur eindimensional (Zeitachse) ist. Es sollte sich jedoch lohnen zu prüfen, ob weiterführende statistische Validierungsmethoden die erforderliche zuverlässige Elimination „schlechter“ Datenpunkte gewährleisten und dem Algorithmus eine universelle Einsetzbarkeit eröffnen.

Eines der Hauptziele dieser Arbeit war die Durchführung von LCV-Messungen unter „motornahen“ Randbedingungen. Da im düsen nahen Bereich vor allem die Zerstäubung von Interesse ist, versteht man darunter die Gleichstellung der *Gasdichte*. Dabei wurde schnell klar, dass einerseits eine speziell an die Bedürfnisse der Messtechnik angepasste Druckkammer aufgebaut werden musste und andererseits auch das optische System gegenüber dem atmosphärischen Aufbau an die neuen Bedingungen adaptiert werden sollte. Die Auslegung des neuen optischen Systems war auch eine Gelegenheit, die Eigenschaften des atmosphärischen Aufbaus genauer zu untersuchen als es bisher in der Literatur geschehen ist. Als Ergebnis dieser Anstrengungen steht eine kompakte Druckkammer zur Verfügung, die Geschwindigkeitsmessungen im Primärzerfallsbereich ( $h \leq 4$  mm) für Düsen mit bis zu 3 Spritzlöchern ermöglicht.

**Primärzerfall von Dieselsprays** Im düsen nahen Bereich zeigen die Messungen ausnahmslos Geschwindigkeiten, die im Zentrum des Sprays der Bernoulli-Geschwindigkeit sehr nahe kommen. Die Geschwindigkeitsprofile sind am Düsenaustritt fast blockförmig und sowohl für Einlochdüsen mit symmetrischer als auch für Mehrlochdüsen mit asymmetrischer Zuströmung zum Spritzloch in 1. Näherung symmetrisch. Mit zunehmendem Abstand zum Spritzloch werden die Geschwindigkeitsprofile breiter, was aber nicht auf eine signifikante Verlangsamung im Sprayzentrum zurückzuführen ist, sondern auf weniger steile Geschwindigkeitsgradienten am Rand des Sprays.

Unter atmosphärischen Bedingungen scheint daher die Vermischung von Tröpfchen und umgebender Luft in der Nähe der Sprayoberfläche der Mechanismus zu sein, der am stärksten zur Form der Geschwindigkeitsprofile beiträgt.

Bei erhöhter Gasdichte nimmt die Breite der Übergangszone zwischen Atmosphäre und dichtem Spray ab, im scheinbaren Widerspruch zu den Erwartungen aus klassischen Spraymodellen oder den zugehörigen Spraybildern. Mit Hilfe eines einfachen deskriptiven Modells des Sprayaufbruchs kann jedoch gezeigt werden, dass die Ergebnisse verschiedener Messtechniken zueinander konsistent sind und sich ergänzen. Dieses Beispiel illustriert sehr gut die Tatsache, dass die Ergebnisse einer einzigen Messtechnik nicht ausreichen, um ein komplettes Bild der Vorgänge im Primärzerfallsbereich aufzubauen. Es ist daher immer empfehlenswert, neben LCV-Messungen auch andere Techniken einzusetzen. Insbesondere detaillierte Schattenaufnahmen zu verschiedenen Zeitpunkten der Sprayentwicklung sind ein unverzichtbares Werkzeug; ihre Durchführbarkeit hängt nicht von der optischen Dichte des Sprays oder des Abstandes zum Düsenaustritt ab, so dass sichergestellt werden kann, dass die Messungen bei den gleichen experimentellen Randbedingungen stattfinden.

**Möglichkeiten und Grenzen der Messtechnik** Ob an einer bestimmten Position im Spray gemessen werden kann, hängt wesentlich von der optischen Dichte des Sprays ab. Das LCV benötigt deutlich weniger transmittiertes Licht als jede andere optische Messtechnik. Dass die Grenzen bezüglich der optischen Dichte besonders hoch sind, bedeutet aber nicht, dass sie nicht regelmäßig überschritten werden. Hierfür sind vor allem die folgenden 4 Parameter entscheidend:

**Einspritzdruck  $p_E$ :** Mit steigendem  $p_E$  nimmt insbesondere die Konzentration kleiner Tröpfchen stark zu, wodurch es zu einem starken Anstieg der optischen Dichte kommt. Nach den Erfahrungen dieser Arbeit bzw. denen von SCHUGGER [129] können unter atmosphärischen Bedingungen im Primärzerfallsbereich bei Drücken von bis zu  $p_E \lesssim 80$  MPa erfolgreich Geschwindigkeiten gemessen werden.

**Abstand  $h$  zum Spritzloch:** Aufgrund des in grober Näherung kegelförmigen Sprays nimmt mit steigendem  $h$  das Flüssigkeitsvolumen entlang der optischen Achse ab ( $\propto 1/h$ ). Dieser Effekt scheint bezüglich des Einflusses auf die optische Dichte gegenüber der zunehmenden Tropfenzahl zu überwiegen, da die optische Dichte in größerem Abstand zum Spritzloch abnimmt. Der geringste Abstand, bei dem im Rahmen dieser Arbeit ein komplettes Geschwindigkeitsprofil gemessen werden konnte beträgt  $h = 0.1$  mm. Ob eine Messung an dieser Stelle tatsächlich gelingt hängt aber auch von anderen Parametern ab. Insbesondere bei hohen Einspritzdrücken besteht hierfür keine Garantie.

**Abstand  $r$  zur Sprayachse:** In den Übergangsbereichen zur umgebenden Atmosphäre am Rand des Sprays nimmt die optische Dichte mit steigendem  $r$  drastisch ab, was zu einem deutlich besseren Signal-Rausch-Verhältnis führt. Bei sehr großen  $r$  gibt es allerdings keine eindeutige Hauptströmungsrichtung mehr, und darüber hinaus nehmen die Beträge der Geschwindigkeiten auch ab. Da das LCV bei einer gerichteten und schnellen Strömung am besten funktioniert, sind Messungen in den äußersten Randbereichen des Sprays vergleichsweise schwierig.

**Gasdichte  $\rho_G$ :** Aufgrund der Verwendung von fokussiertem und polarisiertem Licht ist die Empfindlichkeit gegenüber der optischen Dichte bei den Kammerversuchen höher als unter atmosphärischen Bedingungen. Darüber hinaus hat eine Erhöhung der Gasdichte auf die optische Dichte des Sprays ähnliche Auswirkungen wie eine Erhöhung des Einspritzdrucks.

Auch die Spritzlochgeometrie und der Zeitpunkt der Messung können sich auf die optische Dichte auswirken. Ihr Einfluss ist im Vergleich zu den vier ersten Parametern jedoch relativ gering.

Neben Düsen für die Diesel-Direkteinspritzung ist LCV auch hervorragend für Messungen an Mehrloch-Ventilen für die Benzin-Direkteinspritzung geeignet [133, 134, 123, Untersuchungen des Verfassers]. Ihr Aufbau und die resultierenden Sprays erinnern stark an entsprechende Diesel-Ausrüstung, die optische Dichte ist jedoch aufgrund der wesentlich geringeren Drücke ( $p_E$ ,  $p_G$ ) deutlich niedriger.

## Ausblick

Unter Zuhilfenahme bekannter hydraulischer Eigenschaften des Einspritzsystems können die zeitlichen Verläufe der Geschwindigkeiten gut erklärt werden. Ein naheliegender Schritt wäre daher eine Gegenüberstellung von LCV-Ergebnissen mit hydraulischen Simulationen oder experimentellen Daten zum Einspritzverlauf. Diese könnten entweder direkt mit sogenannten „Einspritzverlaufsindikatoren“ (EVI) [22] gemessen oder indirekt aus zeitlich aufgelösten, düsen nahen Strahlkraftverläufen berechnet werden. Da diese Methoden keine räumlich aufgelösten, sondern über den Lochquerschnitt (und für das EVI über alle Spritzlöcher) gemittelte Daten liefern, dafür aber den Volumen- bzw. Massenstrom berücksichtigen, sollte ein Vergleich der Verläufe einen Beitrag zu einem besseren Verständnis instationärer Effekte in der Durchströmung der Spritzlöcher (Druckwellen, Kavitation, Nadelbewegung) leisten.

In den letzten Jahren wurden bei der dreidimensionalen Modellierung von Dieselsprays erstaunliche Fortschritte erzielt. Mittlerweile gehören detaillierte Primärzerfallsmodelle sogar zur Grundausstattung kommerzieller Codes, darüber hinaus wurden im Rahmen von Forschungsarbeiten weiterführende Modelle entwickelt. In unmittelbarer Nähe zum Spritzlochaustritt sind die in den Modellen verwendeten Beschreibungen des Sprays nicht notwendigerweise realistisch. Aber mit zunehmendem Abstand können die tatsächlichen Verhältnisse immer besser im Rahmen der verwendeten Lagrange-Ansätze beschrieben werden, so dass berechnete und gemessene Sprayeigenschaften zwecks Validierung oder Optimierung der Modelle sinnvoll miteinander verglichen werden können.

Es ist die Einschätzung des Verfassers dieser Arbeit, dass die *Grenzen der LCV-Technik bezüglich Messungen an Sprays sehr hoher optischer Dichte weitestgehend erreicht worden sind*. Die größten Fortschritte könnten vielleicht durch die Verwendung von sehr langwelligem Laserlicht – etwa von einem CO<sub>2</sub>-Laser mit  $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$  – erzielt werden, da dann viele Tröpfchen kleiner als die Wellenlänge wären und entsprechend weniger Licht streuen würden. Diese Maßnahme wäre mit einem radikalen Eingriff in das System verbunden. Darüber hinaus könnte durch einen gleichzeitigen Einsatz von zwei verschiedenen Wellenlängen das LCV sogar mit PARKERS Zwei-Farben-Extinktionstechnik (Abschnitt 3.3.1) zur Messung der mittleren Tropfengröße kombiniert werden!

Neben den bereits in den vorherigen Abschnitten erwähnten Perspektiven könnte das LCV auch durch weniger radikale Maßnahmen noch erweitert werden. Denkbar wären zum Beispiel die Einführung weiterer Messkanäle, die – je nach Anordnung – Informationen über die Richtung oder die Beschleunigung von Strukturen im Spray liefern könnten.

Abschließend kann festgehalten werden, dass die Forschung am Laser Correlation Velocimeter keineswegs als abgeschlossen gelten muss. Alle Schwerpunkte, die im Rahmen dieser Arbeit behandelt wurden – das optische System, die Auswertung der Daten und die Messungen am Spray – bieten noch zahlreiche Einsatz- oder Weiterentwicklungsmöglichkeiten.



**Anhang****A.1 Common-Rail Magnetventil-Injektoren**

Aufgabe der Common-Rail-Injektoren ist es, Spritzbeginn und Spritzende entsprechend ihrer elektronischen Ansteuerung einzustellen. Die Mengenkennfelder (Abhängigkeit der eingespritzten Menge von Raildruck und Bestromungsdauer) werden hierfür im Motorsteuergerät hinterlegt. Dabei sollen die Injektoren dazu fähig sein, auch kleinste Kraftstoffmengen – etwa für eine Voreinspritzung – präzise und reproduzierbar abzusetzen.

Abbildung A.1 zeigt einen Schnitt durch einen Magnetventil-Common-Rail-Injektor (CRI) [118]. Die Bereiche, die Kraftstoff unter hohem Druck enthalten sind dabei rot eingezeichnet. Die Aufgabe des Magnetventils ist dabei ausschließlich das Schalten zwischen zwei „Gleichgewichtszuständen“, dem geschlossenen (a) und dem geöffneten Injektor (b). Zum schnellen Öffnen der Düsennadel werden Kräfte benötigt, die das Magnetventil nicht direkt erzeugt kann. Daher wird eine indirekte Ansteuerung über ein hydraulisches Kraftverstärkersystem eingesetzt, so dass der Kraftstoffdruck die benötigten Kräfte erzeugt. Im Ruhezustand (a) drückt der Kraftstoff im Ventilsteuerraum (8) den Ventilkolben (9) und damit die Düsennadel (11) in den Sitz. Wenn ein starker Strom durch die Spulen (3) fließt wird die Ventilkugel (5) aus ihrem Sitz gezogen und ermöglicht es dem Kraftstoff daher, den Steuerraum über die Ablauf-Drossel (6) in Richtung des Rücklauf-Anschlusses (1) zu verlassen, wodurch der Druck im Steuerraum abnimmt. Am Nadel-sitz liegt aber nach wie vor der Raildruck  $p_E$  an, so dass bei ausreichender Druckdifferenz Nadel und Ventilkolben aus dem Sitz herausgedrückt werden und dem Kraftstoff den Zugang zu den Spritzlöchern ermöglichen (b). Wenn die Bestromung des Magnetventils beendet wird sorgt eine Feder dafür, dass die Ventilkugel den Steuerraum schnell wieder verschließt. Der Steuerraum ist über die Zulauf-Drossel (7) mit dem Hochdruckbereich verbunden, weshalb der Druck im Steuerraum wieder zunimmt und (mit Unterstützung einer Feder) Ventilkolben und Düsennadel in ihre jeweiligen Sitze zurückdrückt.

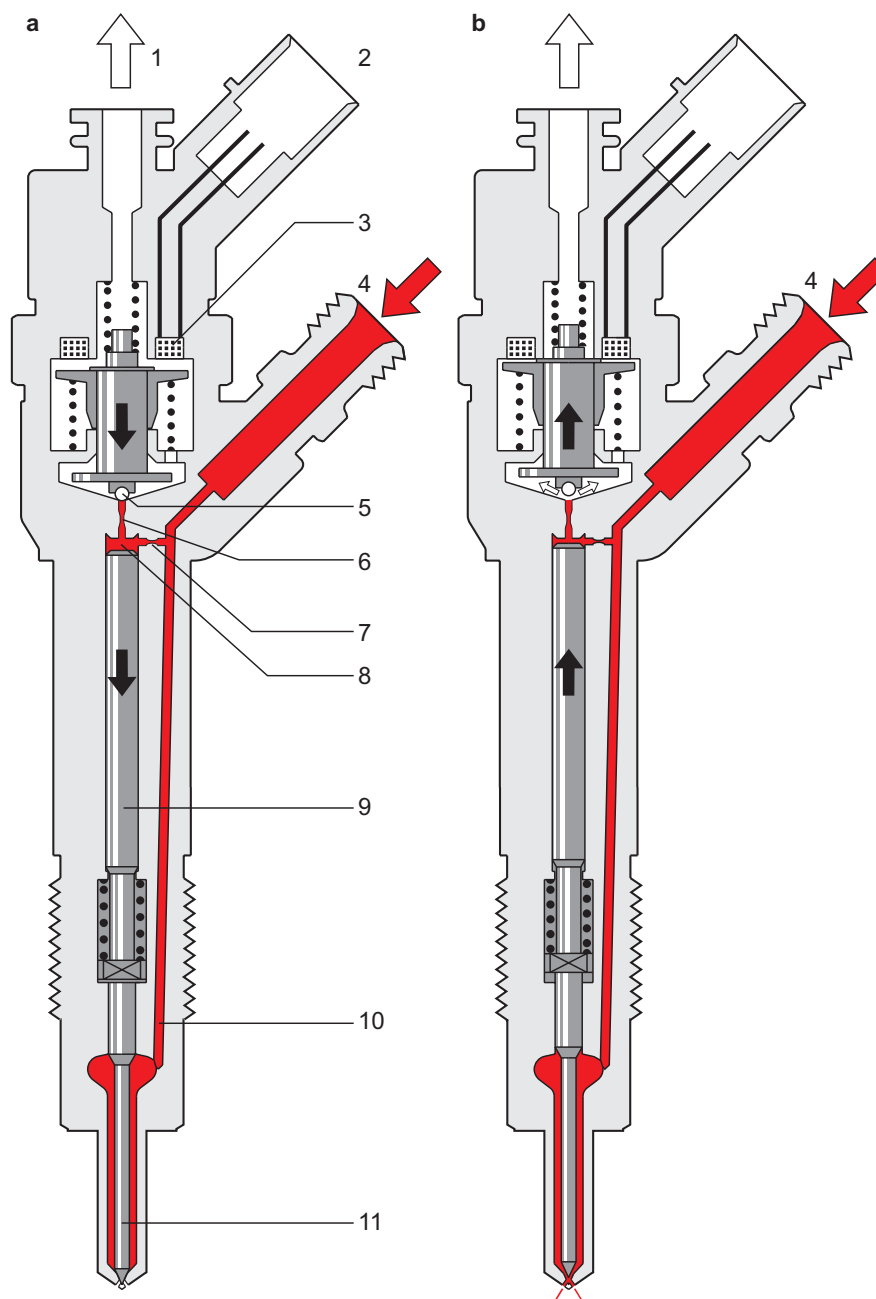
**a) Injektor geschlossen  
(Ruhezustand)**

**b) Injektor geöffnet  
(Einspritzung)**

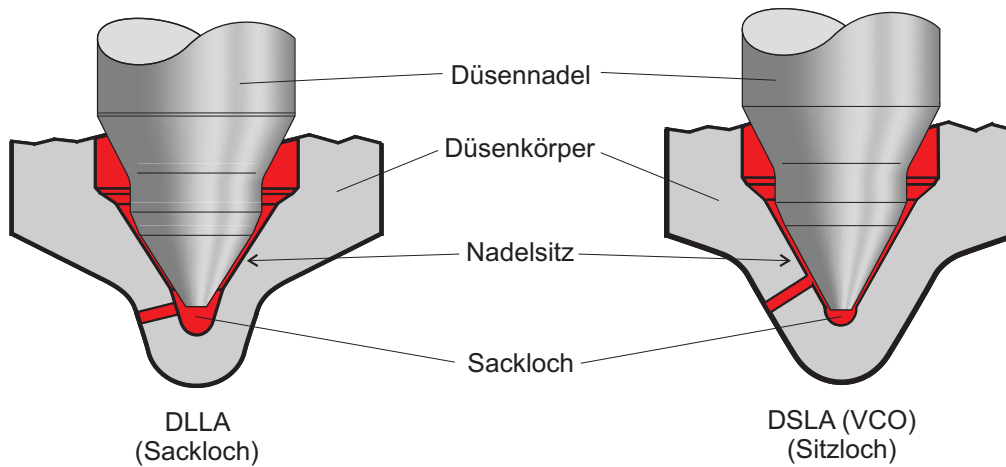
1. Kraftstoffrücklauf  
2. Elektrischer Anschluss

3. Ansteuereinheit  
(Magnetventil)  
4. Kraftstoffzulauf  
(Hochdruck, vom Rail)  
5. Ventilkugel  
6. Ablaufdrossel

7. Zulaufdrossel  
8. Ventilssteuerraum  
9. Ventilsteuerkolben  
10. Zulaufkanal zur Düse  
11. Düsennadel



**Abbildung A.1:** Schematischer Aufbau eines Common-Rail-Magnetventilinjektors



**Abbildung A.2:** schematische Darstellung des Düsenraums (Detail des unteren Bereichs von Abb. A.1) einer Mini-Sackloch- (links) bzw. Sitzlochdüse (rechts, „Valve Covered Orifice“)

Abbildung A.2 zeigt eine vergrößerte Darstellung des Düsenbereichs am Beispiel einer Sack- und einer Sitzlochdüse. Die beiden Konfigurationen unterscheiden sich durch die Lage der Sitzlinie (d.h. der Dichtlinie zwischen Nadel und Sitz im Ruhezustand). Bei Sitzlochdüsen wird auf Höhe der Spritzlöcher abgedichtet, bei Sacklochdüsen oberhalb der Spritzlöcher. Dadurch entstehen größere Totvolumina, in denen nach dem Ende der Einspritzung noch Kraftstoff verbleibt, der zu späteren Zeitpunkten austreten und dadurch die HC-Emissionen signifikant erhöhen kann. Darüber hinaus unterscheidet sich je nach Düsentyp die Zuströmung vom Sitzbereich zu den Spritzlöchern, insbesondere bei kleinen Nadelhüben. Bei Sacklochdüsen hängt der Strömungszustand weniger stark von der exakten Nadelposition ab, sie sind aufgrund des größeren Abstands zwischen Spritzlochzulauf und Dichtlinie robuster.

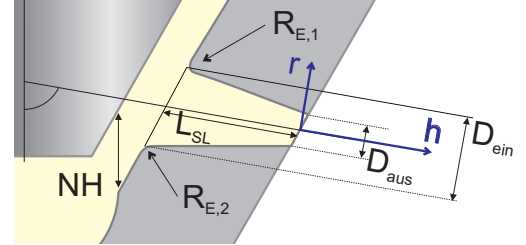
## A.2 Eingesetzte Düsen

Tabelle A.1 enthält eine Zusammenfassung der wichtigsten Parameter der Düsen, die im Rahmen dieser Arbeit zum Einsatz kamen. Die Bedeutung dieser Parameter kann Abb. A.3 entnommen werden.

Bezeichnung	kavitierend	$ks \times 1$	$ks \times 3$	Laser
Typ	Sackloch	VCO	VCO	VCO
# Spritzlöcher	1	1	3	3
$D_{SL}$ [ $\mu\text{m}$ ]	190	154	145	Tab. 4.3
$D_{ein}$ [ $\mu\text{m}$ ]	169	169	160	
$L_{SL}$ [mm]	1.05	1.05	1.05	1.05
$\Psi$ [ $^\circ$ ]	0	0	80	80
HE [%]	10	ks	ks	Tab. 4.3
$Q$ [ $\text{cm}^3/30 \text{ s}$ ]			190	190

**Tabelle A.1:** Düsenparameter

$NH$	Nadelhub
$\psi$	Höhenwinkel des Spritzlochs
$D_{ein}$	Durchmesser am Einlauf des Spritzlochs
$D_{aus}$	Durchmesser am Austritt des Spritzlochs ( $\equiv D_{SL}$ )
$L_{SL}$	Länge des Spritzlochs
$R_{E,1}, R_{E,2}$	Rundungsradien an oberer (aus dem Sitzbereich) und unterer (Richtung Sackloch) Einlaufkante
$h$	Abstand zum Spritzlochaustritt
$r$	Abstand zur Spritzloch-Achse (positive $r$ in Richtung Injektor/Nadel, negative $r$ in Richtung Sackloch/Düsenkuppe)



**Abbildung A.3:** Erläuterung wichtiger Düsenparameter und des verwendeten Spray-Koordinatensystems (am Beispiel einer Sitzlochdüse).

### A.3 Kraftstoffe

Als Kraftstoff kam bei allen Versuchen, die in der vorliegenden Arbeit beschrieben werden, das Kalibrier-Öl „ISO 4113“ dass auch unter dem Namen „Shell V-Oil 1404“ bekannt ist, zum Einsatz. Es wird bei der Robert Bosch GmbH als Diesel-Ersatzstoff verwendet, wenn keine Verdampfung oder Verbrennung des Kraftstoffs erforderlich ist (u.a. hydraulische Prüfungen von Pumpen oder Einspritzkomponenten), da seine Stoffdaten (s. Tabelle A.2) wesentlich genauer spezifiziert sind als die von handelsüblichem Dieselmkraftstoff.

	$n$ [-]	$\eta_F$ [kg m <sup>-1</sup> s <sup>-1</sup> ]	$\sigma$ [N/m]	$T_S$ [K]	$\rho_F$ [kg m <sup>-3</sup> ]	$p_D$ [kPa]
ISO 4113	1.45	$3.7 \cdot 10^{-3}$	0.0211	440-620	823.3	0.5
Diesel	1.46	$4.1 \cdot 10^{-3}$	0.029	420-660	835.5	0.8

**Tabelle A.2:** Stoffwerte von ISO 4113 (Quellen: Robert Bosch GmbH, Shell Deutschland Oil GmbH, [43, 38]), Diesel (DIN EN 590) unter atmosphärischen Bedingungen (0.1 MPa, 293 K). Die Werte von  $n$  beziehen sich auf den sichtbaren Spektralbereich.

### A.4 Mathematische Grundlagen der Kreuzkorrelation und Implementierung in LabVIEW

In Abschnitt 4.16 wurde die Definition der Kreuzkorrelation diskreter Funktionen gegeben:

$$R_{xy}(\tau_j) = \sum_{i=0}^{N-1} x(t_i) y(t_i + \tau_j) \quad (\text{A.1})$$

Da die Funktionen  $x(t_i)$ ,  $y(t_i)$  gegebenenfalls nur zu den Zeitpunkten  $t_i = t_0, \dots, t_{N-1}$  existieren, wird

$$y(t_i + \tau_j) = 0 \quad \text{für} \quad t_i + \tau_j > t_{N-1} \text{ oder } t_i + \tau_j < t_0 \quad (\text{A.2})$$

gesetzt. Für große Zeitfenster gibt es einen effizienteren Weg zur Berechnung von  $R_{xy}(\tau_j)$  als die direkte Rechnung nach A.1. Im Frequenzraum entspricht die Korrelation von zwei Funktionen einfach ihrem Produkt (Faltungssatz von Wiener-Khinchin [26]):

$$S_{xy}(f) = \mathcal{F}\{R_{xy}(\tau)\} = \mathcal{F}\{x\} \cdot [\mathcal{F}\{y\}]^* \quad (\text{A.3})$$

Die Korrelationsfunktion lässt sich durch inverse Fourier-Transformation aus  $S_{xy}(f)$  gewinnen. Für die Berechnung diskreter Fourier-Transformationen gibt es hocheffiziente Algorithmen, die sogenannte „Fast Fourier Transformation“ (FFT). Hierbei werden die Symmetrie-Eigenschaften der Funktion und ihrer Fourier-Transformierten berücksichtigt (z.B. ist für reelle Funktionen  $x(t)$   $[\mathcal{F}\{x\}(f)] = [\mathcal{F}\{x\}(-f)]^*$ ), und Fourier-Transformationen der Länge  $N$  auf zwei Fourier-Transformationen der Länge  $N/2$  zurückgeführt. Wenn  $N$  eine Potenz von 2 ist, kann diese Reduktion fortgesetzt werden, bis die Länge des Datensatzes nur noch 1 Punkt beträgt. Die Berechnung der Fourier-Transformation kann dann auf die Lösung eines linearen Gleichungssystems mit  $N$  Unbekannten zurückgeführt werden.

Im Vergleich zur direkten Berechnung gibt es jedoch einen wesentlichen Unterschied. Bei der Fourier-Transformation wird nämlich davon ausgegangen, dass mit periodischen Signalen gearbeitet wird, dass also  $x(t)$  und  $y(t)$  sich „außerhalb“ ihres Definitionsbereichs periodisch wiederholen. Über Fourier-Transformationen berechnete Korrelationen entsprechen daher einer direkten Berechnung mit den Randbedingungen

$$y(t_i + \tau_j) = y(t_i + \tau_j [t_N]) \quad \text{für} \quad t_i + \tau_j > t_{N-1} \text{ oder } t_i + \tau_j < t_0, \quad (\text{A.4})$$

die besonders bei hohen  $|\tau_j|$  zu unterschiedlichen Ergebnissen wie A.2 führen.

In LABVIEW sind bereits effiziente, auf FFT basierende Algorithmen zur Berechnung der Kreuzkorrelationsfunktion implementiert. Die in Abb. illustrierten Artefakte werden vermieden, indem durch „zero-padding“ der Definitionsbereich der Funktionen von  $N$  auf  $2N$  Punkte erweitert wird. Am linken und am rechten Rand werden die Signale dabei mit jeweils  $N/2$  Nullen aufgefüllt. Nach Berechnung der Korrelation wird die resultierende Funktion  $R_{xy}(\tau_j)$  gekürzt, so dass nur ihre Werte innerhalb des Bereichs  $-t_{N-1} \leq \tau_j \leq t_{N-1}$  übrig bleiben. Direkte und FFT-basierte Berechnungen der Kreuzkorrelation liefern dort (bis auf unbedeutende numerische Fehler, wie sie z.B. beim Runden entstehen können) das gleiche Ergebnis.

Zur Normierung der Korrelationsfunktionen wird ausgenutzt, dass die Autokorrelationsfunktionen bei  $\tau_j = 0$  gerade der Varianz entsprechen ( $\bar{x} = \bar{y} = 0$ , da vor allen weiteren Rechnungen die Mittelwerte von den jeweiligen Funktionen abgezogen werden):

$$R_{xx}(0) = \sum_{i=0}^{N-1} x^2(t_i) = N \cdot \text{Var}[x] = N \cdot \sigma_x^2, \quad R_{yy}(0) = N \cdot \sigma_y^2 \quad (\text{A.5})$$

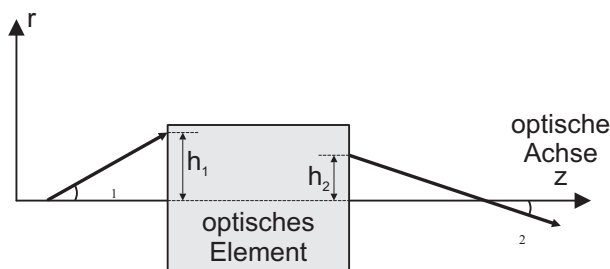
## A.5 Rechenmethoden in der geometrischen und Gauß'schen Optik

In diesem Kapitel werden die Matrix-Formulierung der geometrischen Optik und die Gauß'sche Optik kurz skizziert, da sie zum Verständnis einiger Berechnungen zu den Eigenschaften der Messvolumen (Abschnitte 4.2-4.2.4 sowie 5.1-5.2.3) erforderlich sind.

### A.5.1 Transfermatrizen in der geometrischen Optik

Zunächst soll die Matrix-Formulierung der geometrischen Optik eingeführt werden. Die Matrix-Schreibweise bietet eine Standardmethode für beliebig komplexe Probleme, eignet sich hervorragend für computerunterstützte Rechnungen und kann auf die Gauß'sche Optik erweitert werden.

Betrachtet wird ein Lichtstrahl, der auf seinem Weg nur wenig von einer vorgegebenen (aber nicht notwendigerweise geradlinigen) optischen Achse abweicht (Abbildung A.4).



**Abbildung A.4:** Strahlengang durch ein beliebiges optisches Element

In der *paraxialen Näherung* sollen die Winkel zwischen Strahl und optischer Achse so klein sein, dass die Näherungen  $\theta \simeq \sin \theta \simeq \tan \theta$  gültig sind. An jedem Punkt  $z$  der optischen Achse kann der Strahl durch seinen Abstand  $h$  und seinen Winkel  $\theta$  zur optischen Achse charakterisiert werden. Diese Größen werden als Vektor zusammengefasst:

$$\begin{pmatrix} h \\ \theta \end{pmatrix} \quad (\text{A.6})$$

Beim Durchgang des Strahls durch ein beliebiges optisches Element hängen Ein- und Ausgangsvektor über eine lineare Beziehung zusammen. Das optische Element kann als Matrix, der sogenannten Transfer- oder *ABCD*-Matrix, geschrieben werden:

$$\begin{pmatrix} h_2 \\ \theta_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} h_1 \\ \theta_1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.7})$$

Die Transfermatrizen einiger wichtiger optischer Elemente sind:

$\begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$	Weg der Länge $L$
$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{n_1}{n_2} \end{pmatrix}$	Übergang von einem Medium mit Brechungsindex $n_1$ zu einem Medium mit Brechungsindex $n_2$
$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix}$	Durchgang durch eine dünne Linse der Brennweite $f$

**Tabelle A.3:** Übersicht der wichtigsten optischen Komponenten und ihrer zugehörigen Transfermatrix. Die Transfermatrizen weiterer Elemente findet man z.B. in [148, 4].

Die Transfermatrix eines zusammengesetzten optischen Systems erhält man, indem man die Matrizen, die zu den einzelnen Komponenten gehören, aus denen das System besteht, miteinander multipliziert.

### A.5.2 Gauß'sche Optik

Zwar ist die geometrische Optik in vielen Fällen ausreichend, um das Verhalten eines Laserstrahls zu beschreiben. In der Nähe von engen Brennpunkten ist aber eine genauere Beschreibung der Strahleigenschaften erforderlich.

### Eigenschaften eines Gauß'schen Strahls

Betrachtet wird eine monochromatische Welle gleichförmiger Polarisation in einem homogenen, isotropen Medium ohne freie Ladungsträger. Die Intensität der Welle soll sich in einem engen Gebiet um die Ausbreitungsachse (die  $z$ -Achse) konzentrieren.

Die einfachsten Lösungen der Maxwell-Gleichungen, die diesen Forderungen genügen und um die  $z$ -Achse symmetrisch sind, führen zu einem elektrischen Feld der Form<sup>1</sup>

$$E \propto \exp \left[ -i \frac{2n\pi}{\lambda} \left\{ z + \frac{r^2}{2q(z)} \right\} \right], \quad (\text{A.8})$$

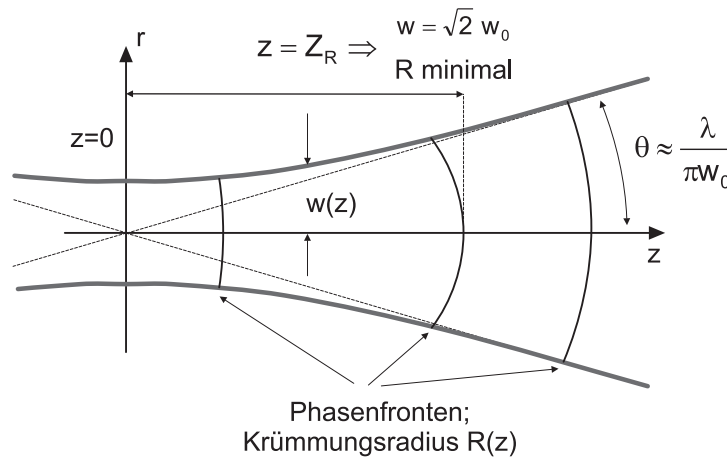
wobei  $\lambda$  die Vakuumwellenlänge,  $n$  der Brechungsindex des Mediums,  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$  der Abstand zur  $z$ -Achse und  $q$  der *komplexe Strahlparameter* sind. Die Intensitätsverteilung um die  $z$ -Achse ist an jeder beliebigen Stelle gaußförmig:

$$I \propto \exp \left[ -\frac{2r^2}{w^2(z)} \right] \quad (\text{A.9})$$

$w(z)$  wird „Fleckgröße“ oder „ $1/e^2$ -Radius“ des Gauß'schen Strahls genannt. In einer Entfernung  $w(z)$  von der optischen Achse ist die Lichtintensität auf das  $1/e^2$ -fache ihres Maximalwerts zurückgefallen. Die Fleckgröße ändert sich entlang der  $z$ -Achse gemäß

$$w^2(z) = w_0^2 \left[ 1 + \left( \frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2 \right], \quad (\text{A.10})$$

wobei sie bei  $z = 0$  den Minimalwert  $w_0$  hat.



**Abbildung A.5:** Ausbreitung eines Gauß'schen Strahls

<sup>1</sup>Es gibt weitere Lösungen, die zu komplizierteren Feldern als in A.8, A.9 führen. Aber auch diese Moden höherer Ordnung ( $\text{TEM}_{(x,y) \neq (0,0)}$ ) haben ein Strahlprofil, das seine Form entlang der  $z$ -Achse beibehält. Die Betrachtungen zum komplexen Strahlparameter  $q$  behalten ihre Gültigkeit [77, 148].

Die Bedeutung des komplexen Strahlparameters  $q$  wird deutlich, wenn Real- und Imaginärteil seines Kehrwerts folgendermaßen getrennt werden (man vergleiche Gl. A.8 und A.9):

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{R} - i \frac{\lambda}{\pi w^2} \quad (\text{A.11})$$

Abbildung A.5 zeigt die Ausbreitung eines Gauß'schen Strahls und die Parameter, die den Strahl charakterisieren. Der Realteil von  $1/q$  beschreibt die Krümmung des Strahls, dessen Phasenfront eine Kugel mit Radius  $R$  ist. Seine Entwicklung entlang der  $z$ -Achse ist durch

$$R(z) = z \left[ 1 + \left( \frac{\pi w_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right] \quad (\text{A.12})$$

gegeben. Für  $z = 0$  ist  $R = \infty$ , der Strahl also eben. Die Krümmung wird bei

$$z = \pm Z_R = \pm \pi w_0^2 / \lambda, \quad (\text{A.13})$$

der „Rayleigh-Länge“ maximal, wobei der Strahlradius nach Gl. A.10  $w = \sqrt{2}w_0$  ist. Die Rayleigh-Länge charakterisiert die Ausdehnung eines Brennpunkts entlang der optischen Achse. In großer Entfernung zur Strahltaile wächst der Krümmungsradius wie bei einer Kugelwelle mit  $R \approx z$ .

Der Imaginärteil von  $1/q$  beschreibt dagegen die Fleckgröße des Strahls. Im Fokus, wo die Fleckgröße minimal wird, ist  $q$  rein imaginär.

### Transformation Gauß'scher Lichtbündel

Beim Durchqueren eines optischen Systems, das durch eine Transfermatrix beschrieben wird, transformiert sich der komplexe Strahlparameter gemäß dem ABCD-Gesetz [77, 148]:

$$q_2 = \frac{Aq_1 + B}{Cq_1 + D}. \quad (\text{A.14})$$

Für einen Weg der Länge  $L$  bedeutet dies

$$q(z + L) = q(z) + L. \quad (\text{A.15})$$

Es gibt deshalb (ohne den Einsatz von Linsen) einen einzigen Fokus des Strahls, an dem der Realteil von  $q$  verschwindet.



**Literaturverzeichnis**

- [1] ABRAMOVICH, G.N.: *Theory of Turbulent Jets*. MIT Press, 1963.
- [2] ADAM, A.: *Diesel flow and spray visualisation: Advanced statistical image processing methods*. Diplomarbeit, ENSPS Straßburg, Robert Bosch GmbH, 2005.
- [3] ADAM, A., P. LEICK, G. BITTLINGER und C. SCHULZ: *Visualisation of the evaporation of a Diesel spray using combined Mie and Rayleigh scattering techniques*. In: *Proc. 14<sup>th</sup> International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, Lissabon, 2008.
- [4] ALBRECHT, H.E., M. BORYS, N. DAMASCHKE und C. TROPEA: *Laser Doppler and Phase Doppler Measurement Techniques*. Springer Verlag, 2002.
- [5] ARAI, M., M. TABATA, H. HIROYASU und M. SHIMIZU: *Disintegrating Process and Spray Characterization of Fuel Jet Injected By a Diesel Nozzle*. SAE Technical Paper, (840275), 1984.
- [6] ARANEO, L., A. COGHE, G. BRUNELLO und G.E. COSSALI: *Experimental Investigation of Gas Density Effects on Diesel Spray Penetration and Entrainment*. SAE Technical Paper, (01-0525), 1999.
- [7] ARANEO, L. und C. TROPEA: *Improving Phase Doppler Measurements in a Diesel Spray*. SAE Technical Paper, (01-2047), 2000.
- [8] ARBEAU, A.: *Étude de l'entraînement d'air dans un spray haute pression. Diagnostics optiques et application à l'injection Diesel*. Doktorarbeit, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2004.
- [9] ARBEAU, A., R. BAZILE, L. BEN, G. CHARNAY und P. GASTALDI: *Application of PIV Technique and Use of Fluorescent Tracers to Direct Measurements of Air Entrainment in Diesel Sprays*. In: *Proceedings THIESEL Conference on Thermo- and Fluid Dynamic Processes in Diesel Engines*, Nummer D2-1, Valencia, 2004.
- [10] ARCOUMANIS, C., M. BADAMI, H. FLORA und M. GAVAISES: *Cavitation in Real-Size Multi-Hole Diesel Injector Nozzles*. SAE Technical Paper 01-1249, 2000.

- [11] ARCOUMANIS, C., H. FLORA, M. GAVAISES, N. KAMPANIS und R. HORROCKS: *Investigation of Cavitation in a Vertical Multi-Hole Injector*. SAE Technical Paper 01-0524, 1999.
- [12] BADOCK, C.: *Untersuchungen zum Einfluss der Kavitation auf den primären Strahlzerfall*. Doktorarbeit, TU Darmstadt, 1999.
- [13] BAUMGARTEN, C.: *Modellierung des Kavitationseinflusses auf den primären Strahlzerfall bei der Hochdruck-Dieseinspritzung*. Doktorarbeit, Universität Hannover, 2003.
- [14] BENDAT, J.S. und A.G. PIERSON: *Random Data*. Wiley Series in Probability and Statistics. John Wiley & Sons, Inc., 3. Auflage, 2000.
- [15] BERGWERK, W.: *Flow Pattern in Diesel Nozzle Spray Holes*. In: *Proceedings Institution of Mechanical Engineers*, Band 173, Seiten 655–660, 1959.
- [16] BITTLINGER, G., O. HEINOLD, D. HERTLEIN, T. KUNZ und F. WEBERBAUER: *Die Einspritzdüsenkonfiguration als Mittel zur gezielten Beeinflussung der motorischen Gemischbildung und Verbrennung*. In: LEIPERTZ, A. (Herausgeber): *Motorische Verbrennung: Aktuelle Probleme und moderne Lösungsansätze (VI. Tagung)*, Seiten 19–30, 2003.
- [17] BITTLINGER, G., A. HENLE, D. HERTLEIN, P. LEICK und T. KUNZ: *Optische Methoden zur Bewertung der Dieselmotorischen Gemischbildung und Verbrennung*. In: TSCHÖKE, H. (Herausgeber): *Diesel- und Benzindirekteinspritzung (V. Tagung)*, 2006.
- [18] BLAISOT, J.-B. und J. YON: *Entropy Based Image Analysis for the Near Field of Direct Injection Diesel Jet*. In: *Proceedings 19<sup>th</sup> ILASS Europe*, Seiten 118–123, 2004.
- [19] BLESSING, M.: *Untersuchung und Charakterisierung von Zerstäubung, Strahlausbreitung und Gemischbildung aktueller Dieseldirekteinspritzsysteme*. Doktorarbeit, Universität Stuttgart, 2004.
- [20] BLESSING, M., G. KÖNIG, C. KRÜGER, U. MICHELS und V. SCHWARZ: *Analysis of Flow and Cavitation Phenomena in Diesel Injection Nozzles and its Effects on Spray and Mixture Formation*. SAE Technical Paper 2003-01-1358, 2003.
- [21] BOHL, W.: *Technische Strömungslehre*. Vogel, 2002.
- [22] BOSCH, W.: *Der Einspritzgesetz-Indikator, ein neues Meßgerät zur direkten Bestimmung des Einspritzgesetzes von Einzeleinspritzungen*. MTZ - Motortechnische Zeitschrift, 25(7):268–281, 1964.
- [23] BRACCO, F. V., B. CHEHROUDI, S.H. CHEN und Y. ONUMA: *On the Intact Core of a Full Cone Spray*. SAE Technical Paper, (85-0126), 1985.
- [24] BRENNEN, C.E.: *Cavitation and Bubble Dynamics*. Oxford University Press, 1995.
- [25] BÜRGEL, A.: *Entwicklung einer Lichtschrankenmesstechnik zur schnellen Ermittlung des Eindringverhaltens von Dieselsprays*. Diplomarbeit, Hochschule Zittau/Görlitz (FH), Robert Bosch GmbH, 2004.
- [26] BRONŠTEIN, I.N., K.A. SEMENDJAJEW, G. MUSIOL und H. MÜHLIG: *Taschenbuch der Mathematik*. Verlag Harri Deutsch, 3. Auflage, 1997.

- [27] BROSSEAU, C. und D. BICOUT: *Entropy production in multiple scattering of light by a spatially random medium*. Physical Review E, 50(6):4997–5005, 1994.
- [28] BUSCH, R.: *Untersuchung von Kavitationsphänomenen in Dieseleinspritzdüsen*. Doktorarbeit, Universität Hannover, März 2001.
- [29] CHAN, J.-U.: *Methodenentwicklung zur Bestimmung des Gas-Entrainments bei diesel-motorischer Einspritzung mittels 3D-CFD*. Diplomarbeit, FH Esslingen, Robert Bosch GmbH, 2006.
- [30] CHAVES, H., M. KNAPP, A. KUBITZEK und F. OBERMEIER: *High Speed Flow Measurements within an Injection Nozzle*. In: SPIE (Herausgeber): *Laser Anemometry Advances and Applications*, Band 2052, Seiten 265–272, 1993.
- [31] CHAVES, H. und F. OBERMEIER: *Correlation between Light Absorption Signals of Cavitating Nozzle Flow within and outside of the Hole of a Transparent Diesel Injection Nozzle*. In: *Proceedings 14<sup>th</sup> ILASS Europe*, Seiten 224–229, Manchester, 1998.
- [32] CHAVES, H. UND C. KIRMSE (TH BERGAKADEMIE FREIBERG). Persönliche Mitteilung, 2004.
- [33] CHIGIER, N.: *Plenary Lecture at International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Aug. 27–Sept. 1, 2006, Kyoto, Japan*. Atomization and Sprays, 16:727–736, 2006.
- [34] CIATTI, S.A., C.F. POWELL, S.K. CHEONG, J. LIU und F.X. TANNER: *Comparison of X-Ray Based Fuel Spray Measurements with Computer Simulation using the CAB Model*. In: *Proceedings CIMAC Congress*, Nummer 264, Kyoto, 2004.
- [35] DALE, J.D., P.R. SMY und R.M. CLEMENTS: *Laser Ignited Internal Combustion Engine - An Experimental Study*. SAE Technical Paper 78-0329, 1977.
- [36] DAMASCHKE, N. und C. TROPEA: *Layout of Phase Doppler Systems for Ultra-Dense Spray Measurements*. In: *Short Course: Phase Doppler Measurements in Ultra-Dense Sprays*. TU Darmstadt, 2005.
- [37] DE VILLIERS, E., A.D. GOSMAN und H.G. WELLER: *Large Eddy Simulation of Primary Diesel Spray Atomization*. SAE Technical Paper 01-0100, 2004.
- [38] DECHOZ, J. und C. ROZÉ: *Surface tension measurement of fuels and alkanes at high pressure under different atmospheres*. Applied Surface Science, 229:175–182, 2004.
- [39] DESANTES, J.M., J. ARRÈGLE, J. JAVIER LOPEZ und A. CRONHJORT: *Scaling Laws for Free Turbulent Gas Jets and Diesel-Like Sprays*. Atomization and Sprays, 16(4):443–474, 2006.
- [40] DI STASIO, S., G. VALENTINO und F.E. CORCIONE: *Spray Boundary Concept and Droplet Size Distribution of Dense Diesel Jets by Different Laser Experiments*. In: *Proceedings 16<sup>th</sup> ILASS Europe*, Darmstadt, 2000.
- [41] DIRKE, M. VON: *Grundlagen der Strömungskavitation in Düsen und Ventilen*. Technischer Bericht, Robert Bosch GmbH, 1998. Anhang 1 zu FV/FLP-98/1346.

- [42] DOGARIU, A., C. KUTSCHE, P. LIKAMWA, G. BOREMAN, und B. MOUDGIL: *Time-domain depolarization of waves retroreflected from dense colloidal media*. Optics Letters, 22(9):585–587, 1997.
- [43] DOMBROVSKY, L.A., S.S. SAZHIN, S.V. MIKHALOVSKY, R. WOOD und M.R. HEIKAL: *Spectral properties of diesel fuel droplets*. Fuel, 82:15–22, 2003.
- [44] DÖRBAND, B.: *Abbildungsfehler und optische Systeme*. In: LITFIN, G. (Herausgeber): *Technische Optik in der Praxis*. Springer Verlag, 2001.
- [45] DURST, F. und M. ZARÉ: *Laser Doppler measurement in two-phase flows*. In: *Proceedings of the LDA Symposium*, Seiten 403–429, Kopenhagen, 1975.
- [46] EL-HANNOUNY, E.M., S. GUPTA, C.F. POWELL, S.-K. CHEONG, J. LIU, J. WANG und R.R. SEKAR: *Near-Nozzle Spray Characteristics of Heavy-Duty Diesel Injectors*. SAE Technical Paper, (01-3150), 2003.
- [47] FATH, A., C. FETTES und A. LEIPERTZ: *Investigation of the Diesel Spray Break-up Close to the Nozzle at Different Injection Conditions*. In: *Proceedings 4<sup>th</sup> International Symposium COMODIA*, Seiten 429–434, 1998.
- [48] FATH, A., K.-U. MÜNCH und A. LEIPERTZ: *Spray Break-Up of Diesel Fuel Close to the Nozzle*. In: *Proceedings 12<sup>th</sup> ILASS Europe*, Seiten 59–64, Lund, 1996.
- [49] FLIESSBACH, T.: *Elektrodynamik*. Spektrum Akademischer Verlag, 2. Auflage, 1997.
- [50] FÖRSTER, W., G. KARPINSKY, H. KRAIN, I. RÖHLE und R. SCHODL: *3-Component-Doppler-Laser-Two-Focus Velocimetry Applied to a Transonic Centrifugal Compressor*.
- [51] GANIPPA, L.C., S. ANDERSSON und J. CHOMIAK: *Transient Measurements of Discharge Coefficients of Diesel Nozzles*. SAE Technical Paper 01-2788, 2000.
- [52] GIFFEN, E. und A. MURASZEW: *The Atomization of Liquid Fuels*. Chapman & Hall Ltd., 1953.
- [53] GNIRSS, M., K. HEUKELBACH und C. TROPEA: *Influence of Nozzle Flow on the Atomization of Liquid Sheets and Round Jets*. In: P. WALZEL und C. TROPEA (Herausgeber): *Proceedings: Final Presentation of the DFG Research Program „Atomization and Spray Processes“*, Nummer 1.2, Dortmund, 2004.
- [54] GUI, L. und W. MERZKIRCH: *A fast masking technique for the phase-separated evaluation of two-phase PIV recordings*. In: GALA E.V. (Herausgeber): *Proceedings of the 7<sup>th</sup> International Conference on Laser anemometry advances and applications*, Karlsruhe, 1997.
- [55] HARNDORF, H., G. BITTLINGER, V. DREWES und U. KUNZI: *Analysis of Nozzle Parameters and their Influence on Fuel Mixture Preparation in current and future Diesel Combustion Systems*. In: AVL DEUTSCHLAND GMBH (Herausgeber): *Proc. 5<sup>th</sup> International Symposium on Internal Combustion Diagnostics*, Seiten 60–72, 2002.
- [56] HEINEN, C.: *Weiterentwicklung und Verifizierung der Einsatztauglichkeit neuartiger laser-optischer Tomographieverfahren in der Strömungsmesstechnik*. Doktorarbeit, TH Karlsruhe, 2001.

- [57] HEINOLD, O.: *Theoretische und experimentelle Untersuchung zur Strahlausbreitung an DI-Dieseleinspritzdüsen*. Diplomarbeit, FH Esslingen, Robert Bosch GmbH, 2000.
- [58] HEUKELBACH, K.: *Untersuchung zum Einfluss der Düseninnenströmung auf die Stabilität von flächigen Flüssigkeitsstrahlen*. Doktorarbeit, TU Darmstadt, 2003.
- [59] HIROYASU, H.: *Spray Breakup Mechanism from the Hole Type Nozzle and its Applications*. Atomization and Sprays, 10:511–527, 2000.
- [60] HIROYASU, H. und M. ARAI: *Fuel Spray Penetration and Spray Angle in Diesel Engines*. Transactions of the Japanese Society of Automotive Engineers, 21, 1980.
- [61] HIROYASU, H. und T. KOTODA: *Fuel Droplet Size Distribution in a Diesel Combustion Chamber*. SAE Technical Paper 74017, 1974.
- [62] HIROYASU, H. und H. MIAO: *Measurement and Calculation of Diesel Spray Penetration*. In: *Proceedings ICLASS*, Seiten 1413–1420, 2003.
- [63] HOBIE, M. und R. EGGERS: *Jet Disintegration and Drop Formation in Pressurized Gases*. In: P. WALZEL UND C. TROPEA (Herausgeber): *Proceedings: Final Presentation of the DFG Research Program „Atomization and Spray Processes“*, Nummer 1.8, Dortmund, 2004.
- [64] HOHENTHAL, M.-Y. VON: *Gemeine Drucksache - Zehn Jahre Common-Rail-Einspritzsystem für PkW*. MTZ - Motortechnische Zeitschrift, Juli 2007.
- [65] HOROWITZ, P. und W. HILL: *The Art of Electronics*. Cambridge University Press, 2. Auflage, 1989.
- [66] HULST, H.C. VAN DE: *Light Scattering by Small Particles*. Dover Publications Inc., 1981.
- [67] HUSSEIN, H.J., S.P. CAPP und W.K. GEORGE: *Velocity measurements in a high-Reynolds-number, momentum-conserving, axisymmetric turbulent jet*. Journal of Fluid Mechanics, 258:31–75, 1994.
- [68] JERMY, M.C., E. BERROCAL und F. MOUKAIDECHE: *Estimating the Errors due to Multiple Scattering in Spray Imaging Measurements: Experiments and Simulation*. In: *Proceedings 19<sup>th</sup> ICLASS Europe*, Seiten 88–93, Nottingham, 2004.
- [69] JUNGEMANN, M.: *1D-Modellierung und Simulation des Durchflussverhaltens von Hydraulikkomponenten bei sehr hohen Drücken unter Beachtung der thermodynamischen Zustandsgrößen von Mineralöl*. Doktorarbeit, Universität Magdeburg, 2005.
- [70] KIRMSE, C., H. CHAVES und F. OBERMEIER: *Korrelationsvelocimetrische Untersuchungen des Dieselstrahls einer Common-Rail-Einspritzung*. In: OBERMEIER, F. (Herausgeber): *7. Workshop über Techniken der Fluidzerstäubung und Untersuchungen von Sprühvorgängen*, Seiten 285–293, 2002.
- [71] KIRMSE, C., H. CHAVES und F. OBERMEIER: *Investigation of Optically Dense Sprays using Correlation Velocimetry*. In: P. WALZEL UND C. TROPEA (Herausgeber): *Proceedings: Final Presentation of the DFG Research Program „Atomization and Spray Processes“*, Nummer 4.2, Dortmund, 2004.

- [72] KIRMSE, C., H. CHAVES und F. OBERMEIER: *Spray Velocity Measurements of a Common-Rail Injection System at High Gas Density by Correlation Velocimetry*. In: *Proceedings 19th ILASS Europe*, Seiten 260–265, Nottingham, 2004.
- [73] KIRMSE, C., H. CHAVES und F. OBERMEIER: *Velocity Measurements of Dense Diesel Fuel Sprays in Dense Air*. Atomization and Sprays, 14, 2004.
- [74] KITTEL, C. und H. KROEMER: *Physik der Wärme*. R. Oldenbourg Verlag, 3. Auflage, 1993.
- [75] KÖNIG, G. und M. BLESSING: *Data base of cavitation effects in nozzles for model verification — Geometry and pressure effects on cavitating nozzle flow*. Technischer Bericht, DaimlerChrysler, 2002.
- [76] KOCH, M.: *Schwellenländer holen auf*. Süddeutsche Zeitung, (157):18, 2007. 11.07.2007.
- [77] KOGELNIK, H. und T. LI: *Laser Beams and Resonators*. Applied Optics, 5(10):1550–1567, 1966.
- [78] KOLKE, R., M. JÄCKER, H. RAUTERBERG-WULFF, H. VERRON, W. ZIMMER, A. OSTERMEIER, K. STINSHOFF und C. PECH: *CO<sub>2</sub>-Minderung im Verkehr*. Technischer Bericht, Umweltbundesamt, 2003.
- [79] KRAFTFAHRT-BUNDESAMT: *Neuzulassungen, Emissionen, Kraftstoffe*. Statistische Mitteilungen, 2006.
- [80] KUCHLING, H.: *Taschenbuch der Physik*. Fachbuchverlag Leipzig, 13. Auflage, 1991.
- [81] KUNZI, U. (ROBERT BOSCH GMBH). *Strahlkraft-Untersuchungen*, 2000-2003.
- [82] KWON, S.J. und I.W. SEO: *Reynolds number effects on the behavior of a non-buoyant round jet*. Experiments in Fluids, 38:801–812, 2005.
- [83] LAOONUAL, Y., A.J. YULE und S.J. WALMSLEY: *Internal Fluid Flow and Spray Visualization for a Large Scale Valve Covered Orifice (VCO) Injector Nozzle*. In: *Proceedings 17th ILASS Europe*, Zurich, 2001.
- [84] LASER COMPONENTS, PERKIN ELMER OPTOELECTRONICS: *Datenblatt Si-APD 30902S*, 2001.
- [85] LEBOISSETIER, A. und S. ZALESKI: *Direct Numerical Simulation of the Atomization of a Liquid Jet*. In: *Proceedings 17th ILASS Europe*, Seiten 492–497, Zürich, 2001.
- [86] LEFEBVRE, A.H.: *Atomization and Sprays*. Combustion: An International Series. Hemisphere Publishing Corporation, 1989.
- [87] LEICK, P.: *Lasermethoden in der Spraydiagnostik und ihre Anwendung im Bereich der Diesel-Direkteinspritzung (Teil 1/2: Zerstäubung)*. Technischer Bericht, Robert Bosch GmbH, 2005. CR/AEE-05/14.
- [88] LEICK, P.: *Alternative photographische Messtechnik an der Diesel-Strahlbildkammer*. Technischer Bericht, Robert Bosch GmbH, 2007. CR/AEE-03/007.

- [89] LEICK, P., G. BITTLINGER, T. RIEDEL, C.F. POWELL, A.L. KASTENGREN und J. WANG: *X-Ray Measurements of the Mass Distribution in the Dense Primary Break-Up of the Spray from a Standard Multi-Hole Common-Rail Diesel Injection System*. In: *Proceedings 21<sup>st</sup> ILASS Europe*, Muğla, 2007.
- [90] LEICK, P., G. BITTLINGER und C. TROPEA: *Velocity Measurements in the Near-Nozzle Region of Common-Rail Diesel Sprays at Elevated Back-Pressures*. In: *Proceedings 19<sup>th</sup> ILASS Europe*, Seiten 296–301, Nottingham, 2004.
- [91] LEICK, P., G. BITTLINGER und C. TROPEA: *Velocity Measurements in the Primary-breakup region of Diesel Sprays at Elevated Back-Pressures*. Seite 353, Barcelona, Mai 2004. FISITA World Automotive Congress.
- [92] LEUTERITZ, U., A. WEIGAND, G. KRÜGER, K. WENZLAWSKI, T. SCHULZE und H. ZELLBECK: *Grundsatzuntersuchungen zum Emissionspotenzial von Einspritzdüsen mit hohem Wirkungsgrad*. In: LEIPERTZ, A. (Herausgeber): *Motorische Verbrennung: Aktuelle Probleme und moderne Lösungsansätze (VII. Tagung)*, Seiten 19–30. Haus der Technik e.V., 2005.
- [93] LIPPISCH, M. (ROBERT BOSCH GMBH). persönliche Mitteilung, 2007.
- [94] MACPHEE, A.G., M.W. TATE, C.F. POWELL, Y. YUE, M.J. RENZI, A. ERCAN, S. NARANYAN, E. FONTES, J. WALTHER, J.K. SCHALLER, S. GRUNER und J. WANG: *X-Ray Imaging of Shock Waves Generated by High-Pressure Fuel Sprays*. *Science*, 295:1261–1263, 2002.
- [95] MAGORI, V.: *Method for identifying the concentrations of fuels or gases*. United States Patent 5 325 703, 1994.
- [96] MATOVIC, D. und C. TROPEA: *Spectral peak interpolation with application to LDA signal processing*. *Measurement Science and Technology*, 2:1100–1106, 1991.
- [97] MEINGAST, U., L. REICHELT, U. RENZ, D. MÜLLER und B. HEINE: *Nozzle Exit Velocity Measurements at a Multi-orifice CR-Nozzle*. In: *Proceedings 16<sup>th</sup> ILASS Europe*. TU Darmstadt, 2000.
- [98] MELLES GRIOT: *Datenblatt HeNe-Laser 25 LHP 928*, 2002.
- [99] NABER, J.D. und D.L. SIEBERS: *Effects of Gas Density and Vaporization on Penetration and Dispersion of Diesel Sprays*. SAE Technical Paper, (96-0034), 1996.
- [100] NAUMANN, H. und G. SCHRÖDER: *Bauelemente der Optik*. Carl Hanser Verlag, 6. Auflage, 1992.
- [101] NEWPORT CORPORATION: *Katalog*, 2004.
- [102] OSSWALD, K.: *Herstellung und Bewertung lasergebohrter Spritzlöcher in Dieseleinspritzdüsen*. Doktorarbeit, Universität Kaiserslautern, 2005.
- [103] PACIARONI, M., M. LINNE, T. HALL, J.-P. DELPLANQUE und T.E. PARKER: *Ballistic Imaging for the Liquid Core of an Atomizing Spray*. In: *Proceedings 19<sup>th</sup> ILASS Europe*, Seiten 94–99, Nottingham, 2004.

- [104] PARKER, T.E., L.R. RAINALDI und W.T. RAWLINS: *A Comparative Study of Room-Temperature and Combusting Fuel Sprays Near the Injector Tip Using Infrared Laser Diagnostics*. Atomization and Sprays, 8(5):565–600, 9-10 1998.
- [105] PAUER, T.: *Laseroptische Kammeruntersuchungen zur dieselmotorischen Hochdruckeinspritzung - Wirkkettenanalyse der Gemischbildung und Entflammung*. Doktorarbeit, Universität Stuttgart, 2001.
- [106] PAWLOWSKI, A., R. KNEER, S. VOGEL und N. PETERS: *Investigation of the Flow Field between Diesel Sprays to Characterize Spray-Spray Interaction*. In: *Proceedings ICLASS*, 2006.
- [107] PHILLIPS, S., Y. DAIN und R.M. LUEPTOW: *Theory for a gas composition sensor based on acoustic properties*. Measurement Science and Technology, 14:70–75, 2003.
- [108] PISCHINGER, R., M. KLELL und T. SAMS: *Thermodynamik der Verbrennungskraftmaschine – Der Fahrzeugantrieb*. Springer Verlag, 2002.
- [109] POOLA, R., C.F. POWELL, Y. YUE, S. GUPTA, A. MCPHERSON und J. WANG: *Development of a Quantitative Measurement of a Diesel Spray Core using Synchrotron X-Rays*. In: *Proceedings 8<sup>th</sup> International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*, Seite 70, Pasadena, 2000.
- [110] POTZ, D., B. DITTUS und W. CHRIST: *Diesel Nozzle - the determining Interface between Injection System and Combustion Chamber*. In: *Proceedings THIESEL Conference on Thermo- and Fluid Dynamic Processes in Diesel Engines*, Valencia, 2000.
- [111] POWELL, C.F., Y. YUE, R. POOLA, J. WANG, M.-C. LAI und J.K. SCHALLER: *X-Ray Measurements of High Pressure Diesel Sprays*. SAE Technical Paper 01-0531, 2001.
- [112] PÉREZ, J.-P.: *Optik*. Spektrum Akademischer Verlag, 1996.
- [113] QUESTAR CORPORATION: *Datenblatt Questar QM-100 LD*.
- [114] RAFFEL, M., C.E. WILLERT und J. KOMPENHANS: *Particle Image Velocimetry*. Experimental Fluid Mechanics. Springer Verlag, 1998.
- [115] REITZ, R.D. und F.V. BRACCO: *Mechanisms of Breakup of Round Liquid Jets*. In: CHEREMISNOFF, N. (Herausgeber): *The Encyclopedia of Fluid Mechanics*, Band 3, Seiten 233–249. Gulf Publishing, 1986.
- [116] RHIM, D.-R. und P.V. FARRELL: *Effect of Gas Density and the Number of Injection Holes on the Air Flow Surrounding Non-Evaporating Transient Diesel Sprays*. SAE Technical Paper 01-0532, 2001.
- [117] RIEDEL, T.: *Measurements of the Fuel Mass Distribution in the Spray of a Standard CR Injection System using Monochromatic Synchrotron Radiation*. Diplomarbeit, FH Esslingen, Robert Bosch GmbH, 2006.
- [118] ROBERT BOSCH GMBH: *Technische Unterrihtung: Diesel-Speichereinspritzsystem Common Rail*, 1998.
- [119] ROBERT BOSCH GMBH: *Dieselmotor-Management. Systeme und Komponenten*. Vieweg, 4. Auflage, 2004.



- [120] ROTTENKOLBER, G.: *Ottomotoren im Kaltstart: Laseroptische Messverfahren zur Charakterisierung des Kraftstofftransports*. Doktorarbeit, TH Karlsruhe, 2001.
- [121] ROTTENKOLBER, G., J. GINDELE, J. RAPOSO, K. DULLENKOPF, W. HENTSCHEL, S. WITTIG, U. SPICHER und W. MERZKIRCH: *Spray Analysis of a gasoline direct injector by means of two-phase PIV*. *Experiments in Fluids*, 32:710–721, 2002.
- [122] SALIBA, R., I. BAZ, J.-C. CHAMPOUSSIN, M. LANCE und J.-L. MARIÉ: *Cavitation Effect on the Near-Nozzle Spray Development in High Pressure Diesel Injection*. In: *Proceedings 19th ILASS Europe*, Seiten 302–307, Nottingham, 2004.
- [123] SCHAAK, C.: *Zeitaufgelöste laseroptische Quantifizierung der Strömungsaustrittsgeschwindigkeit an Einspritzventilen*. Diplomarbeit, FH Esslingen, Robert Bosch GmbH, 2003.
- [124] SCHALLER, J.K., U. KUNZI, C.F. POWELL, Y. YUE, R. POOLA und J. WANG: *Investigation of the Diesel Injection using Synchrotron X-Rays for quantitative Measurement of the Mass Distribution and a Piezo Electrical Sensor to Probe the Jet Force*. In: *Proceedings 16th ILASS Europe*, Nummer I-16, Darmstadt, 2000.
- [125] SCHMIDT, D.P. und M.L. CORRADINI: *Analytical Prediction of the Exit Flow of Cavitating Orifices*. *Atomization and Sprays*, 7:603–616, 1997.
- [126] SCHODL, R.: *On the Extension of the Range of Applicability of LDA by Means of the Laser-Dual-Focus (L-2-F)-Technique*. In: *Proceedings of the LDA Symposium*, Seiten 480–489, Kopenhagen, 1975.
- [127] SCHOTT, P.M.W.: *Modellierung und Simulation des Strahlzerfalls bei der Dieselhochdruckeinspritzung unter besonderer Berücksichtigung lokaler Turbulenz- und Geschwindigkeitsinformationen*. Doktorarbeit, TU Darmstadt, 2007.
- [128] SCHRADER, D.: *Konstruktion einer Druckkammer für den Laser-Correlation-Velocimeter-Prüfstand*. Diplomarbeit, FH Lippe und Höxter, Robert Bosch GmbH, 2003.
- [129] SCHUGGER, C.: *Experimentelle Untersuchung des primären Strahlzerfalls bei der motorischen Hochdruckeinspritzung*. Doktorarbeit, RWTH Aachen, 2007.
- [130] SCHUGGER, C., U. MEINGAST und U. RENZ: *Time-Resolved Velocity Measurements in the primary Breakup Zone of a high-pressure Diesel Injection Nozzle*. In: *Proceedings 16th ILASS Europe*. TU Darmstadt, 2000.
- [131] SCHUGGER, C. und U. RENZ: *Influence of Spray Velocity and Structure on the Air Entrainment in the Primary Breakup Zone of High Pressure Diesel Sprays*. In: *Proceedings of ASME Internal Combustion Engine Division Fall Technical Conference*, Band 39, Seiten 281–288, New Orleans, 2002.
- [132] SCHUGGER, C. und U. RENZ: *Spraystruktur und Geschwindigkeitsfeld des primären Strahlauflaufs bei der Dieseldirekteinspritzung*. In: P. WALZEL und C. TROPEA (Herausgeber): *Proceedings: Final Presentation of the DFG Research Program „Atomization and Spray Processes“*, Nummer 1.6, Dortmund, 2004.
- [133] SEIBEL, C.: *Weiterentwicklung kombinierter experimenteller und numerischer Methoden zur Optimierung der Gemischbildung bei der Benzindirekteinspritzung*. Doktorarbeit, Universität Stuttgart, 2006.

- [134] SEIBEL, C., K. GARTUNG, S. ARNDT und B. WEIGAND: *Geschwindigkeitsmessungen im Nahbereich von Ventilen der Benzindirekteinspritzung mit der Laserkorrelationsvelocimetrie und Quantifizierung des Lufteintrags mit der Particle Image Velocimetry*. In: RUCK, B. (Herausgeber): *12. Fachtagung „Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik“*, Karlsruhe, 2004. GALA e.V.
- [135] SETTLES, G.S.: *Schlieren and Shadowgraph Techniques*. Experimental Fluid Mechanics. Springer Verlag, 2001.
- [136] SMALLWOOD, G.J. und Ö.L. GÜLDER: *Views on the Structure of Transient Diesel Sprays*. Atomization and Sprays, 10:355–386, 2000.
- [137] SOTERIOU, C., R. ANDREWS und M. SMITH: *Direct Injection Diesel Sprays and the Effect of Cavitation and Hydraulic Flip on Atomization*. SAE Technical Paper 95-0080, 1995.
- [138] SOTERIOU, C., M. LAMBERT, S. ZUELCH und D. PASSEREL: *The Flow Characteristics of High Efficiency Diesel Nozzles with Enhanced Geometry Holes*. In: *Proceedings THIESEL Conference on Thermo- and Fluid Dynamic Processes in Diesel Engines*, Valencia, 2006.
- [139] SOTERIOU, C., M. SMITH und R. ANDREWS: *Diesel Injection - laser light sheet illumination of the development of cavitation in orifices*. In: *Proceedings International Conference on Combustion Engines and Hybrid Vehicles*, Seiten 137–157, London, 1998. Institution of Mechanical Engineers.
- [140] STAHL, M.: *Experimentelle und numerische Untersuchung des primären Strahlzerfalls von Druckzerstäubern*. Doktorarbeit, TU Darmstadt, 2007.
- [141] STAUDT, M.: *Strömungsfeld und Turbulenzstruktur in Diesel-Einspritzstrahlen*. Doktorarbeit, RWTH Aachen, 2005.
- [142] STAUDT, M., U. MEINGAST und U. RENZ: *Ansaugverhalten von Common-Rail-Einspritzstrahlen bei verdunstenden Bedingungen und Wandeinfluß*. In: *Spray*, Seiten II.3–1 – II.3–8. TU Hamburg-Harburg, 2001.
- [143] STAUDT, M. und P. UNTERLECHNER: *Untersuchung der Einspritzstrahlen von Common-Rail Mehrlochdüsen mit der PDA*. Technischer Bericht, Institut für Wärme- und Stoffübertragung, RWTH Aachen, 2003. Im Auftrag der Robert Bosch GmbH, Abt. CR/AEE3-Sh.
- [144] STRATMANN, J.: *Untersuchung der Einspritzstrahlen eines CR-Injektors bei verschiedenen Gasdrücken*. Technischer Bericht, Lehrstuhl für Wärme- und Stoffübertragung, RWTH Aachen, 2007. Im Auftrag der Robert Bosch GmbH, Abt. CR/AEE3-Sh.
- [145] STUKE, B. UND N. JOVICIC (ROBERT BOSCH GMBH). persönliche Mitteilung, 2006.
- [146] SULTAN, G., G. SCHULTE und K. BAUCKHAGE: *Einfluß von Tropfen außerhalb des Meßvolumens auf die Messung von PDA-Größenverteilungen in Sprühvorgängen*. In: GALA e.V. (Herausgeber): *Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik (VII. Fachtagung)*, Nummer 47, 1999.
- [147] SULTAN, G., G. SCHULTE und K. BAUCKHAGE: *PDA-Messungen von Tropfengrößenverteilungen in optisch dichten Sprays*. In: GALA e.V. (Herausgeber): *Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik (VIII. Fachtagung)*, Nummer 50, 2000.

- [148] SVELTO, O.: *Principles of Lasers*. Plenum Publishing Corporation, 4. Auflage, 1998.
- [149] TAMAKI, N., M. SHIMIZU und H. HIROYASU: *Atomization of a Super-High Injection Pressure Liquid Jet*. In: *Proceedings 17<sup>th</sup> ILASS Europe*, Seiten 581–586, Zürich, 2001.
- [150] TENNEKES, H. und J.L. LUMLEY: *A First Course in Turbulence*. MIT Press, 1972.
- [151] TOMITA, Y. und A. SHIMA: *High-speed photographic observations of laser-induced cavitation bubbles in water*. *Acustica*, 71(3):161–171, 1977.
- [152] TREVENA, D.H.: *Cavitation & Tension in Liquids*. Adam Hilger, 1987.
- [153] VERBAND DER TECHNISCHEN ÜBERWACHUNGS-VEREINE E.V. (Herausgeber): *AD-Merkblätter*. Heymanns, Beuth, 2002.
- [154] VON OHNESORGE, W.: *Die Bildung von Tropfen an Düsen und die Auflösung flüssiger Strahlen*. *Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik*, 16(6):355–358, 1936.
- [155] WALTHER, J.: *Quantitative Untersuchung der Innenströmung in kavitierenden Dieseleinspritzdüsen*. Doktorarbeit, TU Darmstadt, Dezember 2001.
- [156] WARNATZ, J., U. MAAS und R.W. DIBBLE: *Verbrennung*. Springer Verlag, 3. Auflage, 2001.
- [157] WESTERWEEL, J., D. DABIRI und M. GHARIB: *The effect of a discrete window offset on the accuracy of cross-correlation analysis of digital PIV recordings*. *Experiments in Fluids*, 23(1):20–28, 1997.
- [158] WESTERWEEL, J., K. DELNOIJ und M. YTSMA: *Measurement of two-phase flow using ensemble-correlation PIV*. In: *Proceedings 49<sup>th</sup> Annual Meeting of the Division of Fluid Dynamics*, APS Syracuse, New York, 1996.
- [159] WINTER, J., B. DITTUS, A. KERST, O. MUCK, R. SCHULZ und A. VOGEL: *Nozzle Hole Geometry - a Powerful Instrument for Advanced Spray Design*. In: *Proceedings THIESEL Conference on Thermo- and Fluid Dynamic Processes in Diesel Engines*, Nummer A1-3, Valencia, 2004.
- [160] WU, P.K., R.F. MIRANDA und G.M. FAETH: *Effects of Initial Flow Conditions on the Primary Spray Breakup of Turbulent and Nonturbulent Round Liquid Jets*. *Atomization and Sprays*, 5:175–196, 1995.
- [161] YARIV, A.: *Quantum Electronics*. John Wiley and Sons, 1988.
- [162] YI, Y. und R.D. REITZ: *Modeling the Primary Breakup of High-Speed Jets*. *Atomization and Sprays*, 14:53–80, 2004.
- [163] YON, J.: *Jet Diesel haute pression en champ proche et lointain : étude par imagerie*. Doktorarbeit, Université de Rouen, 2003.
- [164] YON, J., J.-B. BLAISOT und M. LEDOUX: *External and Internal Behavior of the Near-Field Diesel-Jet at High Injection Pressure: Dual Source Visualization and Multiple Angle Tomographic Experiments*. In: *Proceedings 17<sup>th</sup> ILASS Europe*, 2002.
- [165] YULE, A.J. und D.G. SALTERS: *A Conductivity Probe Technique for Investigating the Breakup of Diesel Sprays*. *Atomization and Sprays*, 4:41–63, 1994.

- [166] YULE, A.J. und D.G. SALTERS: *The Structure and Dimensions of the Time Dependent Break-Up Zone of Diesel Sprays*. In: *Proceedings ICLASS*, Seiten 236–243, Rouen, 1994.
- [167] ZHANG, Z.: *Velocity bias in LDA measurements and its dependence on the flow turbulence*. *Flow Measurement and Instrumentation*, 13:63–68, 2002.

## Lebenslauf

### Philippe Leick

<b>Persönliche Angaben:</b>	Geburtstag: Geburtsort: Staatsangehörigkeit:	16.07.1976 Bonn Luxemburgisch
<b>Schulbildung:</b> September 1982 – Juli 1987 September 1987 – Juli 1993	Grundschule in Brüssel Gymnasium in Hamburg und Washington D.C.	
<b>Studium:</b> September 1993 – Juli 1994  Oktober 1994 – März 2001	Studium der Mathematik (Nebenfächer: Physik, Chemie) am Cours Universitaire in Luxemburg  Studium der Physik an der Universität Hamburg, Diplom-Physiker  Diplomarbeit (Institut für Laserphysik): <i>Ein stabiler Referenzresonator für die Spektroskopie auf dem elektrischen Quadrupolübergang <math>6^2S_{1/2} \leftrightarrow 5^2D_{5/2}</math> des <math>Ba^+</math>-Ions</i>	
<b>Studienbegleitende Tätigkeit:</b>	Betreuung von Physik-Praktika für Studenten der Naturwissenschaften	
<b>Tätigkeit:</b> Oktober 2001 – Dezember 2004:  seit Januar 2005:	Doktorand bei der Robert Bosch GmbH in Gerlingen, Abteilung CR/AEE3. <i>Quantitative Untersuchungen zum Einfluss von Düsengeometrie und Gasdichte auf den Primärzerfallsbereich von Dieselsprays</i> Mitarbeiter der Robert Bosch GmbH in Gerlingen, Abteilung CR/AEE3-Sh	